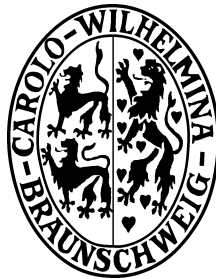


μ SR-Untersuchungen an Selten-Erd-dotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

Von der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig



zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
D i s s e r t a t i o n

von Wulfgar Wagener
aus Crailsheim

Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme

Wagener, Wulfgar:

μ SR-Untersuchungen [My-SR-Untersuchungen] an Selten-Erd-dotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ / von Wulfgar Wagener. - Clausthal-Zellerfeld : Papierflieger, 1998

Zugl.: Braunschweig, Techn. Univ., Diss., 1998

ISBN 3-89720-210-7

1. Referent:	Prof. Dr. F. J. Litterst
2. Referent:	Prof. Dr. A. Eichler
eingereicht am:	09. Juli 1998
mündliche Prüfung (Disputation) am:	29. September 1998
Druckjahr :	1998

© PAPIERFLIEGER, Clausthal-Zellerfeld, 1998
Telemannstraße 1 · 38678 Clausthal-Zellerfeld

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Wege (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 1998

ISBN 3-89720-210-7

VORABVERÖFFENTLICHUNGEN

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen:

- W. Wagener, H.-H. Klauß, M.A.C. de Melo, M. Hillberg, F.J. Litterst und H. Micklitz: μ^+SR on $(La_{1.85-x}Nd_x)Sr_{0.15}CuO_4$, PSI Annual Report 1994 Annex I S. 68
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, W. Kopmann, M. Birke, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, PSI Annual Report 1996 Annex I S. 53
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, M. Birke, F.J. Litterst, E. Schreier, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{1.85-x}Nd_xSr_{0.15}CuO_4$, Hyp. Int. 105 (1997) S. 107-12
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, M. Birke, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: *Magnetic order in $La_{1.85-x}Nd_xSr_{0.15}CuO_4$ with $0.30 \leq x \leq 0.60$* , Phys. Rev. B 55 (1997) Nr. 22 S. R14761-4
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, W. Kopmann, H. Walf, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, PSI Annual Report 1997 Annex I S. 57
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, W. Kopmann, M. Birke, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, J. Magn. Magn. Mater. 177-81 (1998) S. 545-6
- F.J. Litterst, M. Birke, B. Büchner, M. Hillberg, H.-H. Klauß, W. Kopmann, H. Micklitz und W. Wagener: *Examples of the Application of Muon Spin Relaxation to Studies of Magnetism in Cuprates*, Aust. J. Phys. 51 (1998) S. 385-400

Tagungsbeiträge:

- W. Wagener, M. Hillberg, H.-H. Klauß, M.A.C. de Melo, F.J. Litterst und H. Micklitz: μ^+SR on $(La_{1.85-x}Nd_x)Sr_{0.15}CuO_4$, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, März 1995, Berlin, Deutschland
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, M. Birke, F.J. Litterst, E. Schreier, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $(La_{1.85-x}Nd_x)Sr_{0.15}CuO_4$, 7th International Conference on Muon Spin Rotation/Relaxation/Resonance, April 1996, Nikko, Japan
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, M. Birke, F.J. Litterst, E. Schreier, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{1.85-x}Nd_xSr_{0.15}CuO_4$, International Conference on Strongly Correlated Electron Systems, August 1996, Zürich, Schweiz
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, W. Kopmann, M. Birke, H. Walf, F.J. Litterst, E. Schreier, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, Statusseminar und Workshop „Elektronische Korrelationen und Magnetismus“, März 1997, Augsburg, Deutschland
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, M. Birke, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{1.85-x}Nd_xSr_{0.15}CuO_4$, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, März 1997, Münster, Deutschland
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, W. Kopmann, M. Birke, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: μ^+SR on $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, International Conference on Magnetism, Juli 1997, Canberra, Australien
- W. Wagener, M. Hillberg, M.A.C. de Melo, H.-H. Klauß, W. Kopmann, M. Birke, F.J. Litterst, B. Büchner und H. Micklitz: μSR results on hole dynamics and stripe correlations in $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, Gemeinsames Statusseminar der Verbünde zur Erforschung kondensierter Materie mit Neutronen, nuklearen Sonden, Ionenstrahlen und Synchrotronstrahlung, September 1997, Seeon, Deutschland
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, W. Kopmann, H. Walf, F.J. Litterst und B. Büchner: μ^+SR on $La_{2-x-y}RE_xSr_yCuO_4$, March Meeting der American Physical Society, März 1998, Los Angeles, USA
- W. Wagener, H.-H. Klauß, M. Hillberg, W. Kopmann, H. Walf, F.J. Litterst, B. Büchner und M. Hückler: μ^+SR on $La_{2-x-y}Eu_xSr_yCuO_4$, International Conference on Strongly Correlated Electron Systems, Juli 1998, Paris, Frankreich
- W. Wagener: *Magnetismus und Ladungsträgerdynamik in $(LaRESr)_2CuO_4$* , 70. Bunsenkolloquium „Myonen als Sonden in Chemie und Physik: Grundlagen und wissenschaftliche Anwendungen“, März 1998, Homburg, Deutschland

SUMMARY

This work presents μ SR experiments on $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ with $\text{RE} = \text{Eu}$ and Nd . The system $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ without RE doping, which is the most simple high- T_c cuprate system, shows two structural phases, a high-temperature tetragonal phase (HTT) and a low-temperature orthorhombic phase (LTO). Due to the rare-earth dopance, two additional structural phases can be observed in the Eu- and Nd-doped compounds: a low-temperature tetragonal phase (LTT) and a second orthorhombic phase with strongly reduced orthorhombicity (space group Pccn). Although the changes in lattice parameters are only of the order of a few percent, the influence on the magnetic and superconducting properties is large: The dynamic stripe correlations which are observed in the LTO phase of $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ with $y > 0.05$ can be pinned by the tilt pattern of the LTT phase and become static. Elastic neutron scattering experiments of Tranquada et al. show the onset of static stripe order of charge and spin in $\text{La}_{1.6-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ with $y = 0.12 - 0.20$. Superconductivity is reduced in the static stripe phase.

Two series of samples have been investigated: In the $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ series, the rare-earth concentration was kept constant at $x = 0.2$ while varying the Sr doping y between 0.014 and 0.20. In the $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ system, in contrast, a constant Sr concentration of $y = 0.15$ was used and the rare-earth doping x ranged between 0.30 and 0.60. From x-ray diffraction, the low-temperature structural phase transition from the LTO to the LTT/Pccn phase is known to take place at $T_{LT} = 120 - 135\text{K}$ in the $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ series and at $T_{LT} = 60 - 80\text{K}$ in the $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ series, respectively. Apart from the different ion radii of Nd and Eu, which influence T_{LT} and the critical doping necessary to induce the LTT phase, Eu^{3+} is a non-magnetic ion like La^{3+} whereas Nd^{3+} has a localized 4f moment.

Using ZF- μ SR experiments, the onset temperature T_O of magnetic order in the samples could be determined. The temperature dependence of the spontaneous muon precession frequency ν and of the longitudinal and transverse damping rates have been deduced from the spectra. For $T_{LT} > T_O$, the structural phase transition is not reflected by our experiments. The change of the electronic damping in the paramagnetic phase is too small to be detectable. For $T_O > T_{LT}$, the structural phase transition from the LTO to the LTT/Pccn phase in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ is visible as a small kink in the temperature plot of the muon spin precession frequency. We attribute this to a small change in the muon site. A spin reorientation due to the LTT/Pccn phase seems to be unlikely.

For low Sr concentrations, long-range antiferromagnetic order is found. The Eu-doped system behaves very similar to the compounds without rare-earth doping: The Néel temperature T_N is rapidly reduced by Sr doping with $T_N(y_c) \rightarrow 0$ for $y_c \approx 0.02$. Just so, the saturation value of the sublattice magnetization for temperatures above 30K strongly decreases with the introduction of Sr. Below 30K, the muon spin precession frequency ν which measures the sublattice magnetization shows a further increase saturating at the value found for the undoped compound. The mobility of the charge holes is responsible for the strong reduction of T_N and ν . Below about 30K, the holes get localized leading to an increase of the sublattice magnetization. The localization process is ac-

accompanied by a peak in the longitudinal damping rate at a freezing temperature T_f . In $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$, T_f is about a factor of two smaller than the values found for $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ and $\text{Y}_{1-y}\text{Ca}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ with the same hole concentration. This reduction of T_f is most probably caused by the LTT structure.

Although the Néel temperature of the low-doped samples tends towards zero for $y \approx 0.02$, local magnetic order is still found for higher dopings. For $y = 0.02$ and $y = 0.04$, our values for T_O are comparable with those in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ without rare-earth doping. We identify this doping range as the cluster spin glass region. For $y \geq 0.02$, one simple powder sample signal cannot successfully describe the μSR spectra. The Fourier transform of the μSR spectra shows a broad asymmetric peak with a slowly decreasing low-frequency tail. Two powder signals had to be used to achieve an acceptable agreement with the spectra. The second signal which has always the lower frequency describes the low-frequency tail of the asymmetric peak.

For $y = 0.12$, T_O exhibits a maximum of about 27K. Similarly, the saturation value v_{sat} of the muon spin precession frequency shows a weak maximum at $y = 0.12$. Although no qualitative change is visible in the spectra, we attribute these maxima of T_O and v_{sat} to the onset of static stripe order. Evidence for this assumption is expected from other experimental methods. Possibly, future μSR measurements on single crystals will provide information on the spin structure in the stripe phase. Comparison with the $T_O \propto \frac{1}{y}$ scaling known for the cluster spin glass region of $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ leads to the conclusion that the critical Sr doping for the onset of static stripe order is $y \approx 0.06 \pm 0.01$ in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$. Decoupling experiments in applied longitudinal fields reveal that the magnetic order is almost completely static within the time window of μSR .

For $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ and $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$, coexistence of superconductivity and magnetic order on length scales of the order of the penetration depth is found. Sr doping reduces the tilt angle Φ of the CuO_6 octahedra. Below a critical tilt angle Φ_c , depinning of the stripes is supposed to take place. Therefore, when $\Phi \approx \Phi_c$ the spin ordering temperature T_O decreases with decreasing Φ while the superconducting T_c increases.

In the Nd-doped system, the onset of magnetic order has been found at $T_O \approx 28\text{K}$. Within experimental accuracy, T_O seems to be independent on the Nd concentration x in the range between 0.30 and 0.60 and is about 3K higher than in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ and in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. At present, it is not clear whether the magnetic moment of the Nd ions increases the onset temperature T_O of spin stripe order in comparison to the Eu-doped system. Below 10K, the interaction of the Nd moments with the Cu spins induces an increase of the muon spin precession frequency as well as of the longitudinal and transverse damping rates. This can be explained by a reorientation of the copper spins in agreement with neutron data of Tranquada et al. Even down to 0.1K, no static order of the Nd moments is reached. The spin fluctuation rate is of the order of 10^9s^{-1} .

First experiments on the $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ series with $y < 0.02$ have proven the strong decrease of the hole mobility due to zinc doping. The reduction of the sublattice magnetization for temperatures above about 30K is absent for $z = 0.15$. Further experiments investigating charge dynamics and localization in low-doped cuprates will be performed.

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich ein paar Worte des Dankes an alle diejenigen aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit in irgendeiner Form beigetragen haben:

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Litterst, der trotz Vizepräsidentenamtes und vieler anderer Aufgaben immer wieder ein offenes Ohr für meine Fragen und Probleme hatte. Bei allen Institutsmitgliedern bedanke ich mich für die freundliche und hilfsbereite Atmosphäre am Institut.

Dr. Bernd Büchner, Markus Hücker und den übrigen vom II. Physikalischen Institut der Uni Köln möchte ich für zahlreiche Diskussionen und Vortragseinladungen danken. Der Gedankenaustausch, der die Aussagen mikroskopischer und makroskopischer Meßmethoden in ein gemeinsames schlüssiges Bild zu bringen versuchte, war überaus fruchtbar. Meine Eltern haben sich durch die Ansammlung unverständlicher deutscher und englischer Fachbegriffe gekämpft, so manches Komma oder Genitiv-s spendiert und die trotz L^AT_EX unvermeidlichen Trennfehler ausgemerzt.

Meinem Kellerzimmerkumpan Wolfgang Kopmann danke ich für das Korrekturlesen meiner Arbeit, für Gespräche über Physik und Computer hinaus und für packende Rennen und Shoot-Outs.

Der gesamten μ SR-Gang aus Braunschweig, das waren und sind neben Herrn Litterst und Wolfgang noch Henning Walf, Matthias Hillberg, Hans-Henning Klauß, Michael Birke, Mauricio de Melo, Axel Schatz und Ersatzspieler Rüdiger Benda, danke ich für eine Zeit voll „Frohsinn“, Sneak Previews, Caipirinha und anderen Highlights. Die gute Stimmung im Team versüßte die Tage und Wochen auf Strahlzeit.

Der gesamten μ SR-Facility am PSI danke ich für das freundliche und unkomplizierte Arbeitsklima in der Schweiz. Ebenso danke ich auch der μ SR-Facility am TRIUMF. Mit zwei Personen im 14-Tage-Non-Stop-Betrieb ohne Auto-Runs, haben wir dort neue Maßstäbe gesetzt, was die notwendige Zahl an Experimentatoren angeht.

Meinen Freunden und besonders Julia danke ich für die immer wieder willkommene und auch nötige Abwechslung von der Physik.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Einführung in die Eigenschaften von dotiertem La_2CuO_4	3
1.1 Allgemeine Strukturelemente der Kuprate	3
1.2 Kristallstrukturen von $(\text{LaRESr})_2\text{CuO}_4$	5
1.2.1 Die T-, T'- und T*-Phase	5
1.2.2 Die tetragonale Hochtemperaturphase (HTT)	6
1.2.3 Die orthorhombische Tieftemperaturphase (LTO)	7
1.2.4 Die tetragonale Tieftemperaturphase (LTT)	7
1.2.5 Die zweite orthorhombische Tieftemperaturphase (Pccn)	8
1.3 Das elektronische Phasendiagramm	9
1.3.1 Metall-Isolator-Übergang	9
1.3.2 Der antiferromagnetisch geordnete Bereich	11
1.3.3 Der Cluster-Spinalgas-Bereich	11
1.3.4 Der supraleitende Bereich	12
1.4 Die Beeinflussung der Supraleitung durch die LTT-Phase	13
1.5 Streifenförmige Ladungsordnung	14
2 Grundlagen der μSR	19
2.1 Eigenschaften des Myons	19
2.2 Erzeugung und Zerfall von Myonen	19
2.2.1 Erzeugung von Myonen	19
2.2.2 Myonenzerfall	20
2.3 Prinzip des μSR -Experiments	21
2.4 Nullfeld- μSR	22
2.4.1 Statische innere Felder	22
2.4.2 Dynamische Felder	23
2.5 Longitudinalfeld- μSR	24
2.6 Transversalfeld- μSR	27
3 Experimentelles	28
3.1 Vorstellung der Proben	28
3.1.1 $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	28
3.1.2 $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$	29

3.1.3	Vergleichsproben	31
3.2	Die verwendeten Meßplätze	33
3.2.1	Die verwendeten Meßplätze am PSI	33
3.2.2	Die verwendeten Meßplätze am TRIUMF	34
3.3	Auswertung der μ SR-Messungen	35
4	Messungen an den Eu-dotierten Proben	36
4.1	Strontiumdotierungen unter 0.02	36
4.1.1	Die Eu-dotierten Proben	36
4.1.2	Vergleichsproben	41
4.2	Strontiumdotierungen zwischen 0.02 und 0.08	43
4.3	Strontiumdotierungen zwischen 0.10 und 0.18	46
4.4	Strontiumdotierung von 0.20	51
4.4.1	Zero-Field-Cooled-Messungen	51
4.4.2	Field-Cooled-Messungen	53
5	Messungen an den Nd-dotierten Proben	56
5.1	Die paramagnetische Phase	56
5.2	Die magnetisch geordnete Phase	56
5.3	Der Temperaturbereich unterhalb von 10 K	59
5.4	Die Vergleichsprobe $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$	61
6	Diskussion	64
6.1	Der Myonenplatz	64
6.2	Die verwendeten Fitfunktionen	67
6.3	Die strontiumfreie Probe	70
6.4	Bereich niedriger Strontium-Dotierungen	71
6.4.1	Temperaturbereich oberhalb 30K	71
6.4.2	Temperaturbereich unterhalb 30K	72
6.4.3	Die zinkdotierte Probe	76
6.5	Der Cluster-Spinglas-Bereich	80
6.6	Der Streifenordnungsbereich	83
6.6.1	Simulation des μ SR-Signals in der Streifenordnung	86
6.6.2	Der Einfluß der Nd-Cu-Wechselwirkung	88
6.7	Supraleitung in der LTT-Phase	89
7	Zusammenfassung und Ausblick	92
A	Übersicht der Messungen	97
A.1	Messungen an $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	97
A.1.1	$\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	97
A.1.2	$\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	98
A.1.3	$\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	99
A.1.4	$\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	100
A.2	Messungen an $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$	102

A.2.1	$\text{La}_{1.786}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.014}\text{CuO}_4$	102
A.2.2	$\text{La}_{1.784}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.016}\text{CuO}_4$	103
A.2.3	$\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$	104
A.2.4	$\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$	105
A.2.5	$\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$	105
A.2.6	$\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$	106
A.2.7	$\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$	107
A.2.8	$\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	108
A.2.9	$\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	108
A.2.10	$\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$	109
A.2.11	$\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$	110
A.3	Messungen an Vergleichsproben	111
A.3.1	$\text{La}_{1.70}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$	111
A.3.2	$\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	111
A.3.3	$\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$	112
A.3.4	$\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$	112
A.3.5	$\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$	113
B	Weitere Plots	114
B.1	Plots von $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$	114
B.1.1	$\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$ im Juli'96	114
B.1.2	$\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$	116
B.1.3	$\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$	117
B.1.4	$\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$	119
B.1.5	$\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	120
B.1.6	$\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	122
B.1.7	$\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$	124
B.2	Plots von $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$	126
B.2.1	$\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	126
B.2.2	$\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	127
B.2.3	$\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	127
B.3	Plots der übrigen Vergleichsproben	129
B.3.1	$\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$	129
B.3.2	$\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$	130

Abbildungsverzeichnis

1.1	Struktur der $Tl_mCa_{n-1}Ba_2Cu_nO_{2(n+1)+m}$ -Hochtemperatursupraleiter . . .	4
1.2	Kristallstruktur der T^* -, T - und T' -Phase von $(LaRE)_2CuO_4$	5
1.3	Struktur der a) HTT- und b) LTO-Phase von $La_{2-y}Sr_yCuO_4$	6
1.4	Lage der Kippachsen der CuO_6 -Oktaeder in der LTO- und in der LTT-Phase	7
1.5	Drehwinkel Θ , um den die Oktaederverkippungsachse in der LTT-Phase gegenüber der LTO-Struktur gedreht ist, in $La_{2-x-y}Nd_ySr_xCuO_4$ als Funktion der Sr-Konzentration	8
1.6	Elektronisches und strukturelles Phasendiagramm von $La_{2-y}Sr_yCuO_4$. .	10
1.7	Plot der remanenten Magnetisierung von $La_{1.96}Sr_{0.04}CuO_4$ über dem angelegten Feld (1h nach Abschalten des externen Feldes).	11
1.8	Abhängigkeit der supraleitenden Übergangstemperatur T_c von der Strontiumdotierung in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$	12
1.9	Schematisches Tieftemperatur-Phasendiagramm von $La_{2-x-y}Nd_ySr_xCuO_4$	13
1.10	Phasendiagramm von $La_{2-x}Ba_xCuO_4$	14
1.11	Skizze der Streifenordnung in $La_{2-y}Sr_yCuO_4$ bei einer Dotierung von $y = \frac{1}{8}$	15
1.12	Skizze von a) site-centered stripes und b) bond-centered stripes	16
1.13	Abhängigkeit des inkommensurablen Wellenvektors δ von der Strontiumdotierung in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ und $La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO_4$	17
1.14	Schematisches Phasendiagramm der Kuprate als Funktion des chemischen Potentials	18
2.1	Zerfall des π^+ im Ruhesystem des Pions	20
2.2	Schematischer Aufbau eines μ SR-Experiments	21
2.3	Verlauf der dynamischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion für verschiedene Werte von $\tau_c \cdot \Delta$	24
2.4	Feldabhängigkeit der statischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion.	25
2.5	Feldabhängigkeit der dynamischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion für den Fall $\tau_c \cdot \Delta = 1$	26
3.1	Phasendiagramm von $La_{1.85-x}Nd_xSr_{0.15}CuO_4$	29
3.2	Strukturelles Phasendiagramm von $La_{2-x-y}Eu_xSr_yCuO_4$	30
3.3	Abhängigkeit der Néeltemperatur T_N von der Zinkdotierung z in den Serien $La_{2-y}Sr_yCu_{1-z}Zn_zO_4$ und $La_{1.8}Eu_{0.2}Cu_{1-z}Zn_zO_4$	32
4.1	LF-Entkopplungsexperiment an $La_{1.72}Eu_{0.2}Sr_{0.08}CuO_4$ bei 50K	37

4.2	Temperaturabh. der Myonenfrequenz ν in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018	38
4.3	Temperaturabhängigkeit des relativen Signalanteils p_{para} des paramagnetischen Signals in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018	39
4.4	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate λ_T in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018	39
4.5	Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate in den Proben $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018	40
4.6	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$	42
4.7	Temperaturabh. der Myonenfrequenz ν in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$	43
4.8	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$	44
4.9	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$	45
4.10	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$	46
4.11	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	47
4.12	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	48
4.13	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	49
4.14	LF-Entkopplungsexperiment an $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ bei 2K	49
4.15	Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	50
4.16	μSR -Spektren von zero-field- und field-cooled $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ u. $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$	52
4.17	Temperaturabhängigkeit der elektronischen Dämpfungsrate λ_{el} in zero-field-cooled $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$	53
4.18	Temperaturabhängigkeit der Frequenz ν und der transversalen Dämpfungsrate λ_T in field-cooled $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$	54
4.19	Temperaturabhängigkeit der Frequenz ν und der transversalen Dämpfungsrate λ_T in field-cooled $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$	54
5.1	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	57
5.2	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	58
5.3	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	58
5.4	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	59
5.5	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	60
5.6	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	60
5.7	LF-Entkopplungsexperiment an $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ bei 0.1K	61
5.8	Temperaturabh. der Myonenspinrotationsfrequenz ν in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$	62
5.9	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate λ_T in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$	62
5.10	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$	63

6.1	Fouriertransformation der μ SR-Spektren von $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.02$ und 0.12 bei $T \approx 2\text{K}$	68
6.2	Temperaturverlauf der Suszeptibilität von $\text{La}_{1.8-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $x = 0$ und $x = 0.2$	73
6.3	Temperaturverlauf des transferierten Hyperfeinfeldes H_{int} am Kern des Lanthan-Atoms und des internen Feldes B_μ am Myonenort in niedrigdotiertem $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	75
6.4	Temperaturabhängigkeit der Untergittermagnetisierung in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ in reduzierten Skalen dargestellt	77
6.5	Lokalisationsradius r_{loc} der Ladungsträger in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Zinkkonzentration z	78
6.6	Néeltemperatur T_N in $\text{La}_{1.977}\text{Sr}_{0.023}\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$, $\text{La}_{1.8}\text{Eu}_{0.2}\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ und $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Zinkkonzentration x	79
6.7	Spinglastemperatur T_g in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ im Dotierungsbereich $y = 0.02 - 0.10$	81
6.8	Simulierte Feldverteilung in einer CuO_2 -Ebene für eine Sr-Dotierung von $y = 0.035$	82
6.9	Simuliertes Spektrum der Myonenspinpräzessionsfrequenzen in der Streifenphase	87
7.1	Sr-Konzentrationsabhängigkeit der magnetischen Ordnungstemperatur T_O in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$	92
7.2	Sr-Konzentrationsabh. der Sättigungsfrequenz in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$	93
B.1	Temperaturabh. der Myonenfrequenz ν_1 in $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$	114
B.2	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$	115
B.3	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$	115
B.4	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$	116
B.5	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$	116
B.6	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$	117
B.7	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$	117
B.8	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$	118
B.9	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$	118
B.10	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$	119
B.11	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$	119
B.12	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$	120
B.13	Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	120
B.14	Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	121
B.15	Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	121

B.16 Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	122
B.17 Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	122
B.18 Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. . .	123
B.19 Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. . .	123
B.20 Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$	124
B.21 Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$. . .	124
B.22 Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$. . .	125
B.23 Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$	125
B.24 Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. . .	126
B.25 Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. . .	126
B.26 Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	127
B.27 Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	127
B.28 Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. . .	128
B.29 Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. . .	128
B.30 Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$	129
B.31 Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$	129
B.32 Temperaturabhängigkeit des relativen Signalanteils $p_{\text{Sig}2}$ des zweiten Sig- nals in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$	130
B.33 Temperaturabh. der transv. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$	130
B.34 Temperaturabh. der long. Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$	131
B.35 Temperaturabhängigkeit des relativen Signalanteils p_{para} des paramagne- tischen Signals in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$	131

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften des positiven Myons	20
4.1	Aufstellung der Fitparameter für $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014$, 0.016 und 0.018.	41
4.2	Ordnungstemperatur T_O , Sättigungsfrequenz $\nu_{1_{sat}}$ und relative Anfangs- asymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals für $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $0.018 \leq$ $y \leq 0.08$	45
4.3	Ordnungstemperatur T_O , Sättigungsfrequenz $\nu_{1_{sat}}$ und relative Anfangs- asymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals für $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $0.10 \leq$ $y \leq 0.18$	50
4.4	Magnetische Ordnungstemperatur T_O , supraleitende Übergangstempera- tur T_C , maximale Frequenz $\nu_{fc_{max}}$ der fc-Messungen und Proportionalitäts- faktor $A = \frac{\lambda_T}{\nu}$ in $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ mit $x = 0.17$ und 0.2	55
5.1	Ordnungstemperatur T_O , Frequenz ν_1 des 1. Signals bei $T = 10\text{K}$ und rel. Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des 2. Signals in $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	59
6.1	Mögliche Myonenplätze in La_2CuO_4 und berechnete Kerndämpfungen und Myonenspinrotationsfrequenzen für diese Plätze	65
6.2	Auflistung der Werte anderer Gruppen für die magnetische Ordnungs- temperatur T_O und den Sättigungswert ν_{sat} der Myonenspinpräzessions- frequenz in der statischen Streifenphase von dotiertem La_2CuO_4	85

Einleitung

Im Jahre 1904 versuchte Heike Kamerlingh Onnes, den Restwiderstand von Quecksilber bei sehr tiefen Temperaturen zu bestimmen. Dabei entdeckte er, daß der Widerstand bei Unterschreiten von 4.2K sprunghaft auf einen unmeßbar kleinen Wert abfiel. Er nannte dieses Phänomen *Supraleitung*¹ [196]. Schnell erkannte die Wissenschaftsgemeinschaft die Bedeutung dieser Entdeckung und verlieh Onnes 1913 den Nobelpreis für Physik. In der folgenden Zeit wurde Supraleitung in sehr vielen metallischen Elementen und Legierungen gefunden, aber es dauerte einige Jahre, bis das Auftreten der Supraleitung von theoretischer Seite verstanden schien. Bardeen, Cooper und Schrieffer [10] formulierten 1957 eine geschlossene Theorie der Supraleitung und erhielten für diese *BCS-Theorie* 1972 den Physiknobelpreis.

Die Supraleitung bietet viele verschiedene Anwendungsmöglichkeiten: Mit supraleitenden Spulen kann man hohe Magnetfelder mit geringer Leistungsaufnahme für Forschung, Medizin, magnetische Lagerungen, Motoren, Generatoren, Energiespeicher und Transportsysteme erzeugen. Supraleitende Kabel können die Energieverluste beim Leistungs-transport reduzieren. Verstärker, Modulatoren, Hohlraumresonatoren und Mikrowellenempfänger sind mit höherer Güte realisierbar. Die Ausnutzung von Quantenphänomenen erlaubt den Bau von Speicher- und Schaltelementen und von empfindlichen Magnetometern. Wirtschaftlichkeit und Zuverlässigkeit dieser Anwendungen werden im wesentlichen durch die supraleitende Sprungtemperatur T_c , die kritischen Ströme und Magnetfelder sowie die mechanischen Eigenschaften und die Langzeitstabilität des supraleitenden Materials bestimmt [114]. Während einige Anwendungen bereits seit langem wirtschaftlich arbeiten, sind bei anderen noch deutliche Verbesserungen der supraleitenden oder mechanischen Eigenschaften notwendig.

Die Entwicklungsmöglichkeiten schienen im wesentlichen ausgereizt, und das Interesse an diesem Gebiet ließ nach, als Bednorz und Müller[12] 1986 Supraleitung in einer völlig anderen Substanzklasse, nämlich in Ba-dotiertem La_2CuO_4 , entdeckten.² Eine neue Euphorie setzte ein, und die supraleitende Sprungtemperatur T_c wurde auf über 135K (unter hohem Druck sogar auf 150K) gesteigert [55, 165, 199, 223, 288]. Das Auftreten von Supraleitung in nichtmetallischen Systemen und das auch noch mit Sprungtemperaturen, die man für unmöglich gehalten hatte, stellte die theoretischen Physiker erneut vor offene Fra-

¹Ein Supraleiter ist nicht nur ein idealer elektrischer Leiter ($R = 0$) sondern auch ein idealer Diamagnet ($\chi = -1$).

²Sie wurden dafür 1987 mit dem Nobelpreis belohnt. Die Vergabe von nun schon drei Nobelpreisen für die Forschung am Phänomen Supraleitung macht deutlich, welch hoher Stellenwert diesem Teilgebiet der Physik beigemessen wird.

gen: Kann die BCS-Theorie die Supraleitung in den Kupraten erklären, oder ist eine von Grund auf neue Theorie vonnöten? Bei Gültigkeit der BCS-Theorie stellt sich die Frage, ob, wie bei den konventionellen Supraleitern, Phononen für die attraktive Wechselwirkung der Elektronen verantwortlich sind, oder ob ein neuer Kopplungsmechanismus die Ursache ist? Neben den theoretischen Fragestellungen sind die Hochtemperatursupraleiter auch wirtschaftlich interessant: Da bei Sprungtemperaturen oberhalb von 80K flüssiger Stickstoff statt Helium zur Kühlung genügt, werden einige Anwendungen wirtschaftlich, die es vorher wegen der Kosten für die Kühlung nicht waren. Die technische Nutzung wird aber durch die Materialeigenschaften der keramischen Substanzen erschwert [212]. Für das Verständnis der Supraleitung in den Kupraten kann dotiertes La_2CuO_4 aufgrund seiner relativ einfachen Struktur als Modellsystem angesehen werden. Die CuO_2 -Ebenen sind nur durch jeweils zwei LaO-Ebenen getrennt; somit gibt es nur einen Kupferplatz und zwei unterschiedliche Sauerstoffplätze. Außerdem ist durch Dotierung in La_2CuO_4 praktisch das gesamte elektronische Phasendiagramm der Kupratsupraleiter zu realisieren [5, 11, 208]. 1988 wurde in $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ im Bereich der Konzentration $x = \frac{1}{8}$ ein struktureller Phasenübergang und damit verbunden eine Reduktion von T_c gefunden [8, 183]. Obwohl die Änderungen der Gitterparameter an diesem Phasenübergang nur sehr klein sind, scheint der Einfluß auf die Supraleitung immens zu sein. Die Dotierung von La_2CuO_4 mit Sr oder Ba bringt Ladungslöcher in die CuO_2 -Ebenen ein; gleichzeitig wird aber auch das Kristallgitter verzerrt. Um diese beiden Effekte getrennt untersuchen zu können, bietet sich die teilweise Substitution von La durch isovalente Selten-Erd-Ionen an. Hierdurch kann man strukturelle Phasenübergänge bei konstant gehaltener Lochkonzentration herbeiführen. Neben der Unterdrückung der Supraleitung fanden sich um 1993 auch Anzeichen für magnetische Ordnung bei Lochkonzentrationen im Bereich von $x = 0.15$. Da die μSR besonders sensitiv auf magnetische Ordnung ist, boten sich μSR -Experimente als Ergänzung der Standarduntersuchungsmethoden an.

In dieser Arbeit stelle ich nun die Ergebnisse unserer μSR -Messungen an Selten-Erddotierten LaSr-Kupraten vor. Das folgende Kapitel soll die physikalischen Grundeigenschaften und Phänomene von dotiertem La_2CuO_4 beschreiben. In Kapitel 2 wird kurz in die μSR -Methode eingeführt. Nach einer Vorstellung der Proben, der Meßplätze und der Auswertungsmethoden in Kapitel 3 werde ich in den Kapiteln 4 und 5 meine Meßergebnisse darstellen und in Kapitel 6 diskutieren. In Kapitel 7 werden diese Ergebnisse zusammengefaßt.

Bemerkung: Die Zitate sind im Literaturverzeichnis alphabetisch sortiert. Anstelle des Dezimalkommas wurde durchgängig der Dezimalpunkt verwendet.

Kapitel 1

Einführung in die Eigenschaften von dotiertem La_2CuO_4

Nach der Entdeckung der Supraleitung in den Kupraten [12, 55, 165, 199, 223, 288] wurde sie intensiv mit verschiedensten Methoden untersucht. Die unbeschreibliche Menge an Veröffentlichungen macht es mir unmöglich, einen allen Forschungsrichtungen und -gruppen gerecht werdenden Überblick über die Eigenschaften von dotiertem La_2CuO_4 zu geben. Den interessierten Leser kann ich an dieser Stelle nur auf die fünf Bände von Ginsberg [83–87] und auf den aktuellen Übersichtsartikel von Maple [172] verweisen. Johnston et al. [122] und Birgeneau et al. [18] bieten einen guten Überblick über das La_2CuO_4 -System. Als Einstieg in die Thematik *Hochtemperatursupraleitung* sei außerdem noch der *Jülich*-Band des 19. IFF-Ferienkurses 1988 genannt [126].

1.1 Allgemeine Strukturelemente der Kuprate

Die allen Kuprat-Supraleitern gemeinsamen strukturellen Elemente sind die CuO_2 -Ebenen. Ein Kuprat setzt sich zusammen aus CuO_2 -Ebenen als funktionelle Schichten und aus zusätzlichen Zwischenebenen mit sehr verschiedenen Zusammensetzungen. Diese Zwischenebenen bestimmen die Struktur und erlauben die Änderung des Ladungsträgergehaltes in den CuO_2 -Ebenen; sie können daher als Ladungsträgerreservoir oder strukturelle Matrix für die aktiven CuO_2 -Ebenen angesehen werden [95, 173].

Betrachtet man die Schichtabfolge in den einzelnen Kupraten, so kann man zwischen Einschicht-, Zweischicht- und Dreischichtsystemen unterscheiden (siehe Abbildung 1.1). Bei den Einschichtsystemen (linke Spalte in Abb. 1.1) ist jede CuO_2 -Ebene die Basalfläche einer Schicht von an den Ecken vernetzten CuO_6 -Oktaedern. Die Vertreter dieser Substanzklasse unterscheiden sich durch die Zusammensetzungen der Zwischenschichten. La_2CuO_4 als einer der einfachsten Einschichter besitzt zwischen zwei benachbarten CuO_2 -Ebenen lediglich zwei LaO -Kochsalzschichten.

Bei den Zweischichtsystemen (mittlere Spalte von Abb. 1.1) sind die CuO_6 -Oktaeder in der Mitte durch Einschieben einer weiteren CuO_2 -Ebene und einer Zwischenlage, die in der Regel aus Ca-Atomen besteht, aufgespalten. Die Cu-Atome besitzen nun fünffache

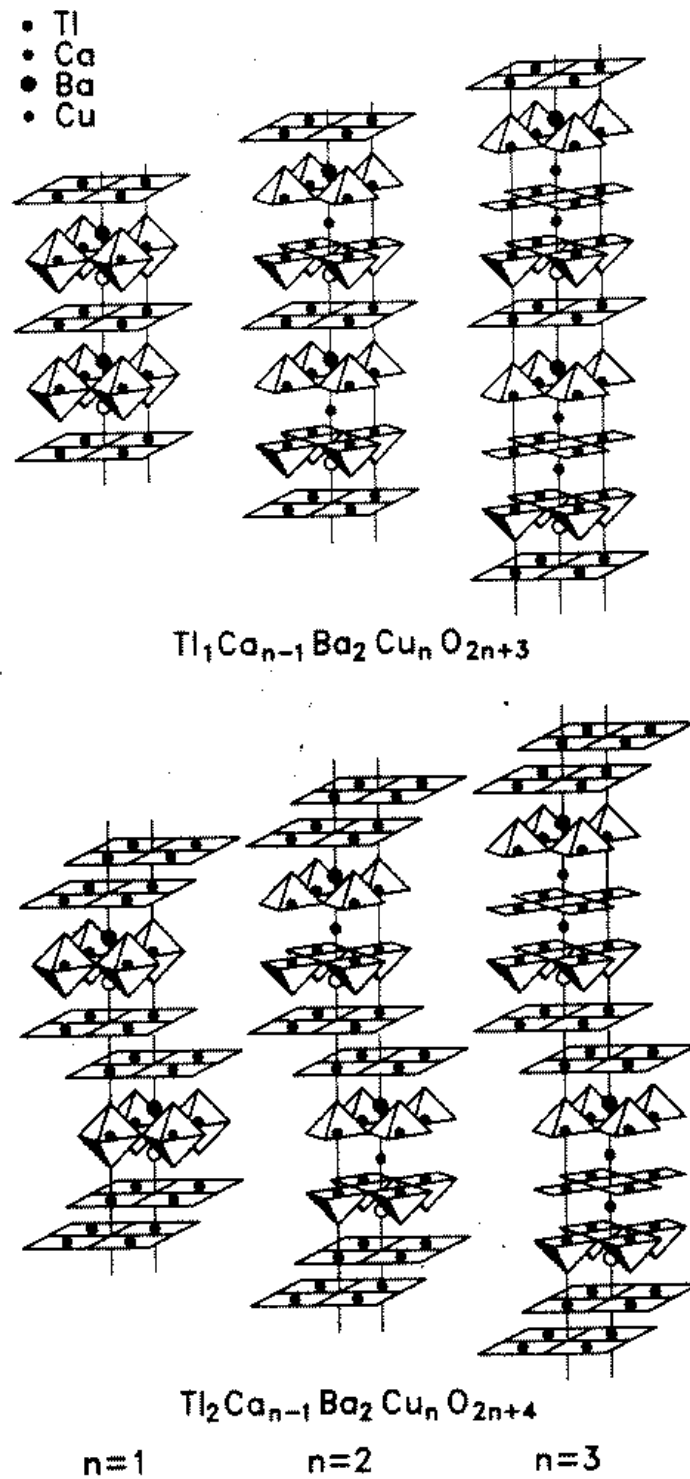


Abbildung 1.1: Struktur der $\text{Tl}_m\text{Ca}_{n-1}\text{Ba}_2\text{Cu}_n\text{O}_{2(n+1)+m}$ -Hochtemperatursupraleiter (aus [200])

Sauerstoffkoordination. Aufgrund der engen Nachbarschaft zweier CuO_2 -Ebenen spricht man von Zweischichtsystemen. Durch Einschieben einer weiteren CuO_2 -Ebene und einer Ca-Zwischenschicht gelangt man zu einem Dreischichter (rechte Spalte von Abb. 1.1). T_c wird im allgemeinen mit jeder weiteren Zwischenschicht erhöht. Abweichungen von diesem einfachen Bauschema findet man z. B. in der T^* -Phase von RE_2CuO_4 (RE steht für ein Element der Selten-Erd-Reihe), die man als ein Einschichtsystem mit fünffach koordinierten Cu-Atomen ansehen kann (s. Abb. 1.2 links), oder bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, das ein komplexes Zweischichtsystem mit einer Zwischenlage aus Yttrium-Atomen darstellt.

1.2 Kristallstrukturen von $(\text{LaRESr})_2\text{CuO}_4$

1.2.1 Die T-, T'- und T*-Phase

Verbindungen mit der Summenformel $(\text{LaRE})_2\text{CuO}_4$ kristallisieren in drei verschiedenen Grundstrukturen (s. Abb. 1.2). Für La_2CuO_4 findet man die sogenannte T-Phase, RE_2CuO_4 mit $\text{RE} = \text{Pr}, \text{Nd}, \dots \text{Gd}$ bildet die T'-Phase aus. In $\text{La}_{2-x}\text{RE}_x\text{CuO}_4$ tritt zusätzlich noch die T*-Phase als Mischphase auf. Die drei Phasen unterscheiden sich im wesentlichen in der Position der Sauerstoffatome in der strukturellen Matrix, wodurch sich die Koordination der Kupferatome ändert.

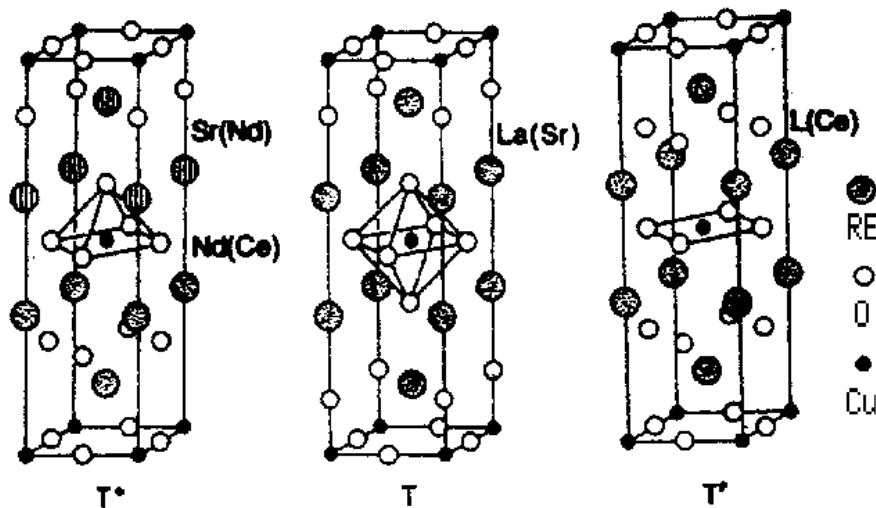


Abbildung 1.2: Kristallstruktur der T^{*}-, T- und T'-Phase von $(\text{LaRE})_2\text{CuO}_4$ (aus [253])

Bei moderaten RE-Dotierungen bleibt $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ in der T-Phase. In Abhängigkeit von Temperatur, Sr-Dotierung und Selten-Erd-Konzentration bilden sich vier leicht unterschiedliche Kristallstrukturen aus:

1.2.2 Die tetragonale Hochtemperaturphase (HTT)

Abbildung 1.3.a zeigt die Gitterstruktur der tetragonalen Hochtemperaturphase HTT^1 . Die kristallographische Raumgruppe ist $I4/mmm$ (K_2NiF_4 -Struktur). Man kann sich die Struktur als Abfolge einer CuO_2 -Ebene und zweier LaO -Ebenen vorstellen. In den CuO_2 -Ebenen ist jedes Cu-Atom von jeweils vier O-Atomen umgeben, während ein Sauerstoffatom nur zwei Kupferatome als nächste Nachbarn besitzt. Man spricht von CuO_4 -Plaketten, die an den Ecken vernetzt sind. In den LaO -Schichten hingegen ist jedes Atom jeweils von vier Atomen der anderen Sorte umgeben (Kochsalzschicht). Die Abfolge von AO- und BO_2 -Schichten ergibt die bekannte Perowskit-Struktur der Summenformel ABO_3 , weshalb man häufig auch von Perowskit-ähnlichen Hochtemperatursupraleitern spricht. Die Sauerstoffatome der LaO -Schichten befinden sich dabei ober- bzw. unterhalb eines Kupferatoms der benachbarten CuO_2 -Ebene. Diese sogenannten *Apex-Sauerstoffatome* werden in vielen Kuprat-Supraleitern gefunden. Die Kupferatome sind somit sechsfach sauerstoffkoordiniert mit zwei inäquivalenten Sauerstoffplätzen.

Die Cu–O-Bindungslänge in der Ebene ist mit etwa 1.9\AA deutlich kürzer als die Cu–O-Bindungslänge zum Apex-Sauerstoff ($\approx 2.4\text{\AA}$). Diese Elongation der CuO_6 -Oktaeder wird unter anderem durch den Jahn-Teller-Effekt verursacht. In isostrukturellem La_2NiO_4 und La_2CoO_4 findet man eine deutlich reduzierte Elongation [154].

Die verschiedenen Atome der LaO -Schichten sind nicht exakt koplanar sondern leicht nach oben bzw. unten verschoben.

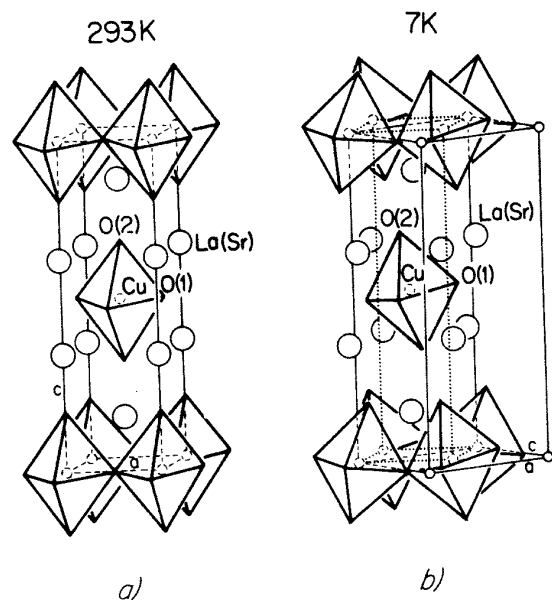


Abbildung 1.3: Struktur der a) HTT- und b) LTO-Phase von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ (aus [80])

¹HTT steht für *high-temperature tetragonal*.

1.2.3 Die orthorhombische Tieftemperaturphase (LTO)

In La_2CuO_4 beobachtet man bei 533K einen strukturellen Phasenübergang von der HTT-Phase in die orthorhombische LTO-Struktur² [24, 94, 158]. Die strukturelle Änderung lässt sich als eine Verkipfung der CuO_6 -Oktaeder entlang einer Cu-Cu-Verbindungsachse beschreiben (s. Abb. 1.3.b). Die Raumgruppe der Struktur in Standardaufstellung ist Cmca , wobei die b -Achse senkrecht auf den CuO_2 -Ebenen steht. Wegen der besseren Vergleichbarkeit mit den tetragonalen Phasen wird häufig, so auch von mir, die Bmab-Aufstellung verwendet³. Der strukturelle Phasenübergang ist kontinuierlich. Der Kippwinkel der Oktaeder wächst mit fallender Temperatur; maximal beträgt er etwa 5° [24, 108, 125]. Die Übergangstemperatur T_{HT} sinkt in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit steigender Strontiumdotierung y und geht für $y \approx 0.2$ gegen 0K [79].

1.2.4 Die tetragonale Tieftemperaturphase (LTT)

In $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und in $\text{La}_{2-x-y}\text{Pr}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ tritt als Funktion der Temperatur und der Konzentrationen x und y lediglich der HTT-LTO-Übergang auf. Hingegen findet man bei Dotierung von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit kleineren Selten-Erd-Atomen bei tiefen Temperaturen eine weitere strukturelle Phasenumwandlung [30, 31, 61, 132]. Während in Röntgendiffraktogrammen lediglich das Verschwinden der orthorhombischen Aufspaltung beobachtet wird⁴, liefert Neutronenstreuung Informationen über die Art der strukturellen Änderung [24, 36, 59]: Die Verkipfung der CuO_6 -Oktaeder bleibt am LTO-LTT-Übergang bestehen, aber die Verkipfungsachse ist nicht mehr die Cu-Cu-Verbindungsachse sondern dreht um 45° auf eine Cu-O-Cu-Verbindungsachse (s. Abb. 1.4).

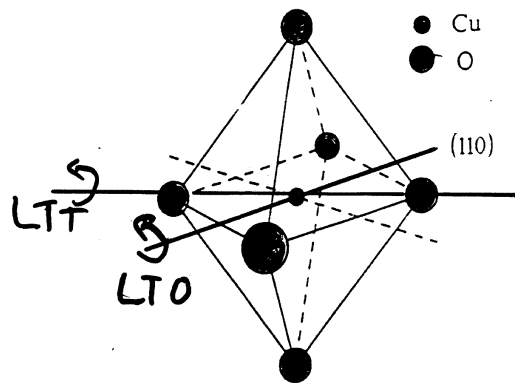


Abbildung 1.4: Lage der Kippachsen der CuO_6 -Oktaeder in der LTO- und in der LTT-Phase (aus [36])

²LTO steht für *low-temperature orthorhombic*.

³Für die Cmca -Aufstellung gilt: $b > a > c$, für Bmab: $c > b > a$ und für Abma: $c > a > b$.

⁴Die Diffraktogramme der LTT-Phase unterscheiden sich von denen der HTT-Phase lediglich durch die größere Linienbreite.

Solange man nur eine einzelne Ebene betrachtet, erwartet man weiterhin eine orthorhombische Aufspaltung. Eine tetragonale Struktur ergibt sich, da die Kippachsen von zwei benachbarten CuO_2 -Ebenen senkrecht aufeinander stehen. Die Raumgruppe dieser Struktur ist $P4_2/\text{ncm}$. An der LTO–LTT-Übergangstemperatur T_{LT} dreht die Verkippungsachse im allgemeinen nicht diskontinuierlich um 45° ; es wird ein diskontinuierlicher Sprung um einen kleineren Winkel beobachtet, und bei weiter abnehmender Temperatur dreht die Verkippungsachse kontinuierlich weiter und strebt für $T \rightarrow 0$ gegen 45° (s. Abb. 1.5). Die Länge der a - und b -Achse ändert sich beim LTO-LTT-Übergang nur um ein paar Prozent.

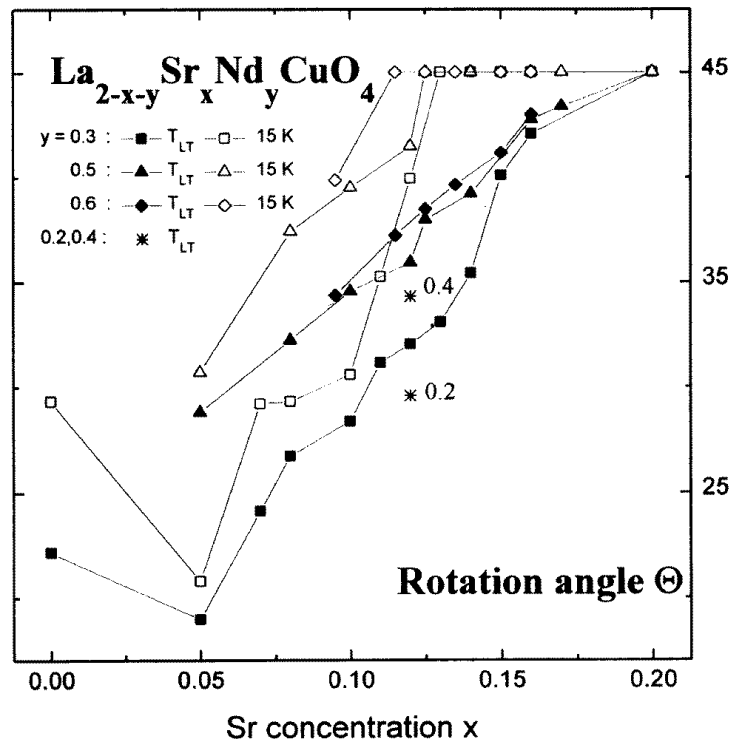


Abbildung 1.5: Drehwinkel Θ , um den die Oktaederverkippungsachse in der LTT-Phase gegenüber der LTO-Struktur gedreht ist, in $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ als Funktion der Sr-Konzentration (aus [60]). Geschlossene Symbole geben Θ bei T_{LT} an, offene Symbole bei 15K.

1.2.5 Die zweite orthorhombische Tieftemperaturphase (Pccn)

Bei kleinen Sr- und RE-Dotierungen tritt statt dem Übergang 1. Ordnung von der LTO- in die LTT-Phase ein struktureller Übergang 2. Ordnung auf. Die Verkippungsachse dreht kontinuierlich aus der Richtung der Cu-Cu-Verbindungsachse heraus, erreicht aber auch bei tiefsten Temperaturen nicht die Cu-O-Cu-Verbindungsachse. Die Raumgruppe dieser Struktur mit einer reduzierten orthorhombischen Aufspaltung ist Pccn. Eine experimentelle Unterscheidung zwischen der LTT- und der Pccn-Phase ist nicht immer leicht.

1.3 Das elektronische Phasendiagramm von lochdotiertem La_2CuO_4

In La_2CuO_4 kann man auf verschiedene Weise Ladungslöcher einbringen. Man kann das dreiwertige Lanthan teilweise durch zweiwertiges Strontium oder Barium ersetzen ($\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ bzw. $\text{La}_{2-y}\text{Ba}_y\text{CuO}_4$) oder durch Einbau von interstitiellem Sauerstoff einen Sauerstoffüberschuß ($\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$) erzeugen. Hierbei wird also in beiden Fällen die strukturelle Matrix verändert und über diese indirekt die CuO_2 -Ebenen beeinflusst. Das elektronische Verhalten der CuO_2 -Ebenen (und damit das der Probe) hängt im wesentlichen nur von der Lochkonzentration y bzw. δ und weniger von der Art der Dotierung ab. Johnston et al. [122], Chen et al. [48] und Birgeneau et al. [19] beschreiben die Unterschiede zwischen strontium- und sauerstoffdotiertem La_2CuO_4 . Durch die Möglichkeit des interstitiellen Sauerstoffs noch bei Temperaturen unterhalb von Raumtemperatur zu diffundieren ist wohl seine große Tendenz zur Phasenseparation begründet, die sogar zu einer Überordnung des interstitiellen Sauerstoffs führen kann [19, 281, 285]. Die Lochdotierungsmöglichkeiten, die direkt in die CuO_2 -Ebenen dotieren, wie z.B. der teilweise Austausch von zweiwertigem Kupfer durch einwertiges Lithium zeigen ein deutlich anderes Bild. Hier sind die kritischen Dotierungen, ab denen bestimmte Effekte auftreten oder verschwinden, stark abhängig von dem Dotierungsatom; manche Effekte sind sogar völlig unterdrückt [96, 150, 151, 213].

Neben dieser Dotierung mit Ladungslöchern, die auch gleichzeitig eine Spinfehlstelle in die CuO_2 -Ebenen einbringen, kann man Kupferatome auch durch isovalente 3d-Elemente wie Zink oder Nickel ersetzen [155, 252]. Aufgrund der unterschiedlichen Füllung der 3d-Schale kann man eine lokalisierte Spinfehlstelle oder -störstelle erzeugen⁵. Es zeigt sich, daß die starke Lokalisierung der eingebrachten Spinstörstelle die magnetische Ordnung deutlich weniger beeinträchtigt als die Sr- und auch als die Li-Dotierung [58, 96, 131, 213]. Die Supraleitung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ wird dagegen durch die Zn- oder Ni-Dotierung deutlich stärker unterdrückt als durch Li-Dotierung.

Abbildung 1.6 zeigt das elektronische Phasendiagramm von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$. Es läßt sich in verschiedene Bereiche aufteilen:

1.3.1 Metall-Isolator-Übergang

Undotiertes La_2CuO_4 ist ein Mott-Isolator. Leicht dotierte Proben zeigen eine Hüpfleitfähigkeit, was auf Lokalisierung der Ladungslöcher hinweist. Bei einer Strontium-Dotierung von $y \approx 0.05$ geht das System in den metallischen Zustand über [2], wobei jedoch deutliche Abweichungen von einfachen Metallen auftreten⁶.

⁵Zink mit $3d^{10}$ -Struktur hat den Spin $S = 0$, Nickel im $3d^8$ -Zustand den Spin $S = 1$.

⁶Takagi et al. [247] haben den Temperaturverlauf des Widerstands von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ in einem großen Konzentrations- und Temperaturbereich untersucht.

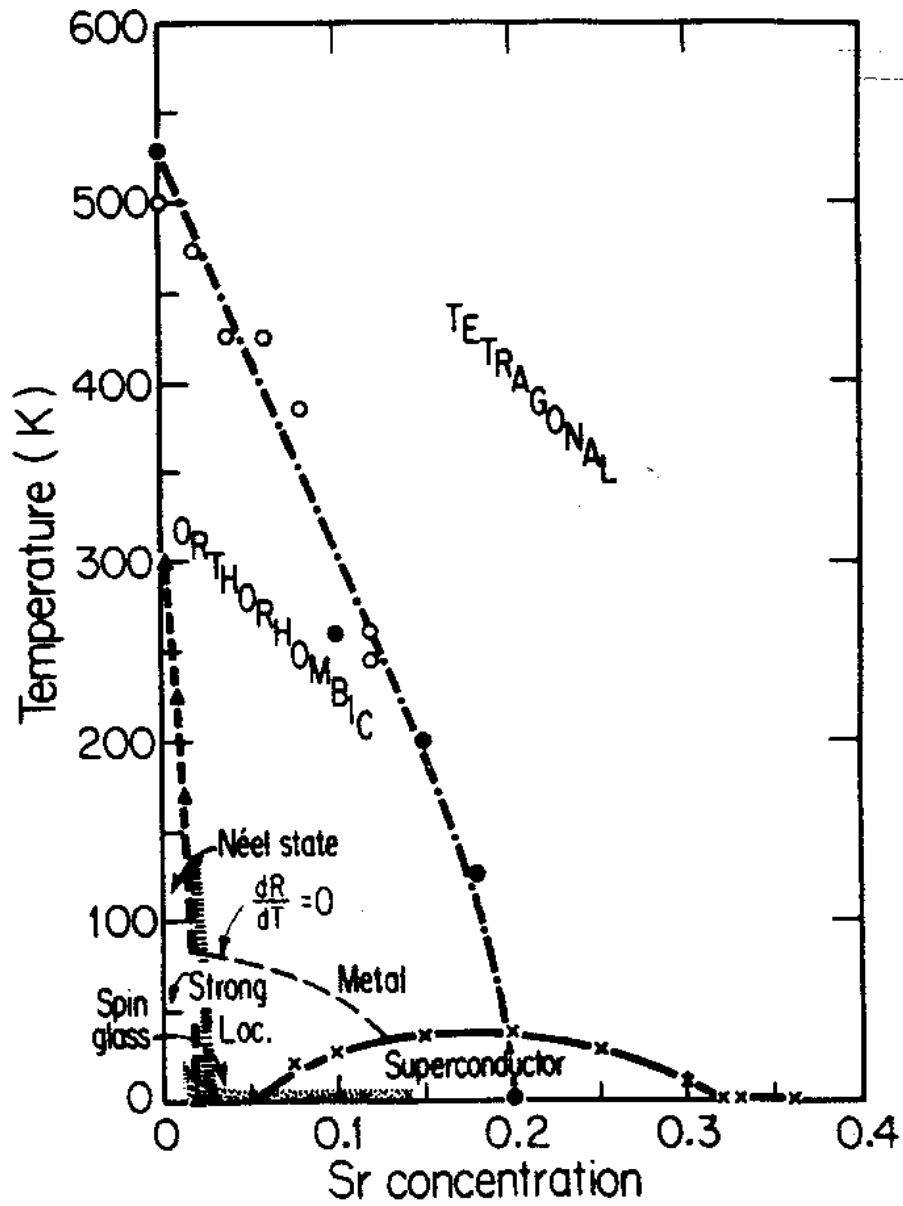


Abbildung 1.6: Elektronisches und strukturelles Phasendiagramm von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ (aus [131], s. auch [17])

1.3.2 Der antiferromagnetisch geordnete Bereich

Für Sr-Konzentrationen $y < 0.02$ beobachtet man langreichweitige antiferromagnetische Ordnung. Die Néeltemperatur T_N von undotiertem La_2CuO_4 beträgt etwa 325K. Der Sauerstoffgehalt muß dabei sehr genau eingestellt werden⁷. Das geordnete Kupfermoment ist deutlich reduziert: $\mu \approx 0.4 - 0.6\mu_B/\text{Cu}$ [75, 122, 207, 290]. Dieser Wert paßt gut zur Theorie eines $\text{Spin}\frac{1}{2}$ -Heisenberg-Antiferromagneten auf einem 2D-Quadratgitter.

Durch die Strontium-Dotierung wird T_N zunehmend reduziert und verschwindet für $y = 0.02$ [22, 23, 52, 53, 123]. Mit Hilfe von $\chi(T)$ - und ^{139}La -NQR-Messungen wurde die folgende Beziehung für $T_N(y)$ gefunden [52, 53, 123]:

$$T_N(y) = T_N(y=0) \left[1 - \left(\frac{y}{y_c} \right)^2 \right] \quad \text{mit } y_c = 0.02 \quad (1.1)$$

In den Kapiteln 4 und 6 werde ich auf eine Besonderheit dieses Dotierungsbereichs eingehen, die unterhalb von 30K zu beobachten ist.

1.3.3 Der Cluster-Spinglas-Bereich

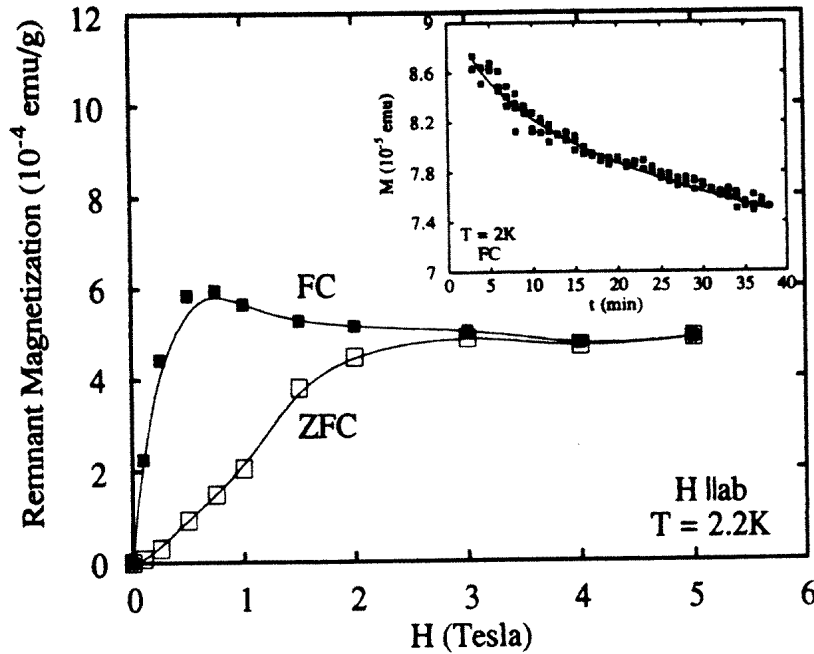


Abbildung 1.7: Plot der remanenten Magnetisierung von $\text{La}_{1.96}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$ über dem angelegten Feld (1h nach Abschalten des externen Feldes). Das Inset zeigt die Relaxation des magnetischen Moments direkt nach Abschalten des externen Feldes (aus [54]).

⁷Johnston et al. [121] finden maximales T_N bei einem geringen Sauerstoffdefizit ($\text{La}_2\text{CuO}_{3.97}$).

Trotz unterdrückter langreichweitiger Ordnung für $y \geq 0.02$ beobachtet man bei tiefen Temperaturen ($T < 20\text{K}$) mit mikroskopischen Meßmethoden statische elektronische Momente mit einem von Null abweichenden Mittelwert. Der Zustand zeigt die typischen Eigenschaften eines kanonischen Spinglases wie Irreversibilitäten, remanente Magnetisierung und Relaxation der Magnetisierung [2, 18, 54, 214], jedoch zeigen klassische Spingläser in der μSR statische Momente mit einem Mittelwert von Null, d.h. man sieht in klassischen Spingläsern kein Myonenspinrotationssignal. Die Vorstellung für diesen Dotierungsbereich von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ ist, daß kleine antiferromagnetische Cluster durch die Lochdotierung in ihrer langreichweitigen Ordnung frustriert sind. Man bezeichnet diesen Bereich daher auch als *Cluster-Spinglas*.

1.3.4 Der supraleitende Bereich

Ab einer Strontiumdotierung von $y \approx 0.05$ wird Supraleitung beobachtet⁸. Die supraleitende Sprungtemperatur T_c zeigt ein Maximum bei $y = 0.15$ und fällt danach wieder ab (s. Abb. 1.8). Bei $y \approx 0.3$ verschwindet die Supraleitung dann gänzlich. Nicht nur T_c , sondern auch der Volumenanteil der supraleitenden Phase an der Gesamtprobe ist abhängig von y . Nur im Bereich zwischen 0.14 und 0.21 beobachtet man einen hohen Meißner-Effekt [36]. Takagi et al. [246] sowie Aharony et al. [2] bringen den Rückgang der Volumensupraleitung oberhalb $y \approx 0.2$ mit dem Verschwinden des HTT-LTO-Übergangs in Verbindung und vermuten, daß die tetragonale Phase nicht supraleitend ist. Untersuchungen von Schäfer et al. [33, 220] und Radaelli et al. [206] widerlegen dies aber.

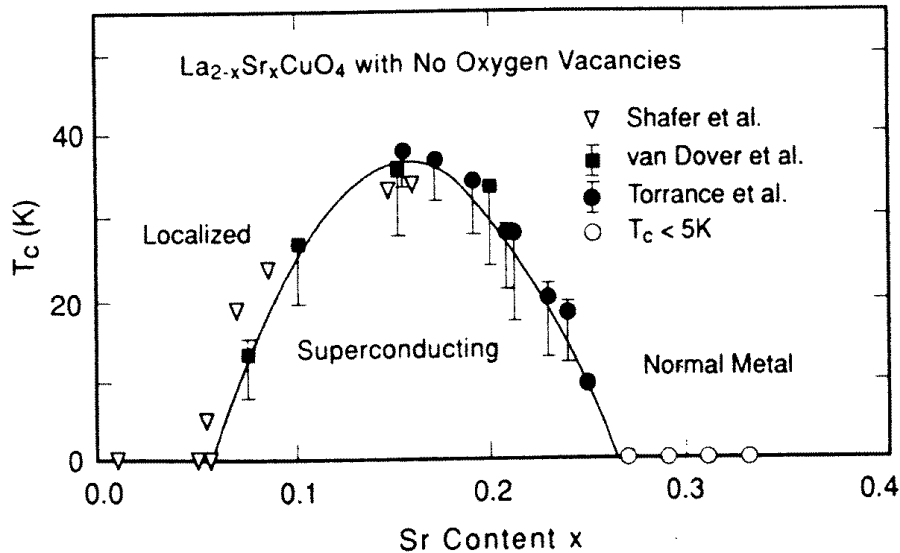


Abbildung 1.8: Abhängigkeit der supraleitenden Übergangstemperatur T_c von der Strontiumdotierung in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (aus [122])

⁸Es handelt sich um Supraleitung 2. Art mit sehr kleinen kritischen Feldern B_{c1} . Die Supraleitung hat in hohem Maße d-Wellen-Charakter [166, 228].

1.4 Die Beeinflussung der Supraleitung durch die LTT-Phase

In $\text{La}_{2-y}\text{Ba}_y\text{CuO}_4$ wird in einem schmalen Bereich um $y \approx \frac{1}{8}$ bei tiefen Temperaturen der Übergang in die LTT-Phase beobachtet, verbunden mit einer starken Reduktion der supraleitenden Übergangstemperatur T_c [8, 142, 183]. In Sr-dotiertem La_2CuO_4 findet man zwar auch ein schwaches lokales Minimum von T_c bei $y \approx 0.12$, aber keinen Phasenübergang [206, 245, 254]. Nachdem Büchner et al. [30] und Crawford et al. [61] 1991 die LTT-Phase in Nd-dotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ beobachteten, bot sich die Gelegenheit, die Beziehung zwischen Supraleitung und LTT-Phase in einem größeren Dotierungsbereich zu untersuchen. In $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ finden Büchner et al. [31, 32] eine Korrelation zwischen dem Auftreten von Supraleitung und dem Verkippungswinkel der CuO_6 -Oktaeder (s. Abb. 1.9). Oberhalb eines kritischen Kippwinkels $\Phi_c \approx 3.6^\circ$ wird Volumensupraleitung unterdrückt. Kobayashi et al. [135] äußern, daß die Größe der rhombischen Verzerrung die supraleitende Übergangstemperatur beeinflusst. Dabrowski et al. [65] vergleichen die strukturellen und supraleitenden Eigenschaften von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Ca}_y\text{CuO}_4$ und folgern, daß T_c für flache, quadratische CuO_2 -Ebenen maximal wird. Die Reduktion von T_c und Unterdrückung der Volumensupraleitung durch die LTT-Phase werden noch immer kontrovers diskutiert [184, 262].

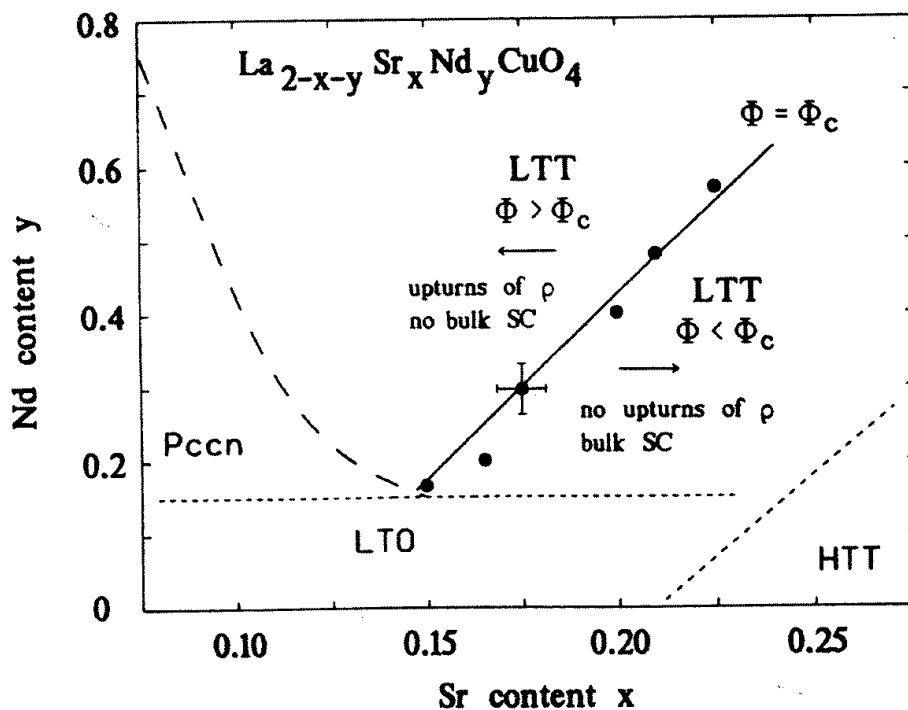


Abbildung 1.9: Schematisches strukturelles Tieftemperatur-Phasendiagramm von $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (aus [32])

Ein in den ersten Jahren ungeklärter Punkt war die Frage nach magnetischer Ordnung in $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y \approx 0.15$. Neutronenstreuexperimente von Shamoto et al. [227] an $\text{La}_{1.49}\text{Nd}_{0.39}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ erbrachten keinen Hinweis auf magnetische Ordnung. μSR -Untersuchungen von Luke et al. [162] an $\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$ hingegen zeigten das Auftreten spontaner Myonenspinrotation. Kumagai et al. [142] untersuchten den Dotierungsbereich um $y \approx \frac{1}{8}$ in Ba-dotiertem Lanthan-Kuprat und fanden einen qualitativ gleichen Verlauf von T_{LT} und der magnetischen Ordnungstemperatur T_O (s. Abbildung 1.10).

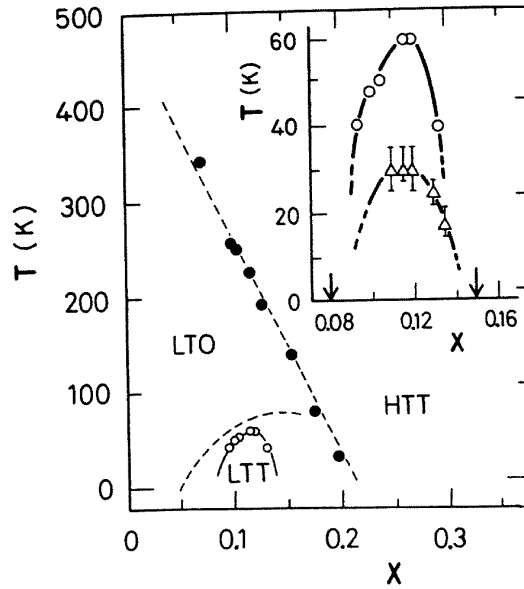


Abbildung 1.10: Phasendiagramm von $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (aus [142]). Das Inset zeigt den Verlauf von T_{LT} (Kreise) und T_O (Dreiecke).

1993 lieferten Mössbauer-Effekt-Messungen von Breuer et al. [25, 27] an ^{57}Fe - bzw. ^{119}Sn -dotiertem $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.6}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ Hinweise für magnetische Ordnung unterhalb von 32K und motivierten unsere μSR -Experimente. Obwohl ich damit ein Ergebnis dieser Arbeit vorwegnehme, muß ich an dieser Stelle schon erwähnen, daß unsere und andere Messungen das Einsetzen von magnetischer Ordnung bei ca. 30K bestätigten [163, 189, 274, 275, 287]. Die Unterdrückung der Supraleitung durch die relativ geringe Änderung der Kristallstruktur und das gleichzeitige Hervorbringen magnetischer Ordnung im metallischen Regime werfen Fragen nach dem Mechanismus auf und könnten ein Schlüssel für die Erklärung der Supraleitung sein.

1.5 Streifenförmige Ladungsordnung

Obwohl die langreichweitige antiferromagnetische Ordnung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ schon ab $y \approx 0.02$ zerstört wird, sind dynamische antiferromagnetische Korrelationen auch im hochdotierten Bereich noch vorhanden. Inelastische Neutronenstreuung ist eine ideale

Methode zur Untersuchung dynamischer Paarkorrelationen. 1989 beobachteten Thurston et al. [250] inkommensurable Peaks an den Positionen $\frac{2\pi}{a} \cdot (\frac{1}{2} \pm \delta, \frac{1}{2})$ und $\frac{2\pi}{a} \cdot (\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \pm \delta)$ in supraleitendem $\text{La}_{1.89}\text{Sr}_{0.11}\text{CuO}_4$, nicht aber in $\text{La}_{1.94}\text{Sr}_{0.06}\text{CuO}_4$. Weitere Untersuchungen [50, 175, 231, 251] wiesen inkommensurable Peaks für Sr-Dotierungen zwischen 0.075 und 0.15 nach und legten die Beziehung $\delta = y$ zwischen dem Betrag δ des inkommensurablen Wellenvektors und der Sr-Dotierung y nahe [50]. Auch in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ [257, 265] und $\text{La}_{1.86}\text{Sr}_{0.14}\text{Cu}_{0.988}\text{Zn}_{0.012}\text{O}_4$ [176] fanden sich inkommensurable Peaks, bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ sind die Peaks jedoch so breit, daß sie nicht mehr auflösbar sind. 1989 stellten Zaanen und Gunnarsson [297] fest, daß in dotierten Kupraten eine Tendenz zur Bildung von geladenen parallel zueinander verlaufenden geraden Domänenwänden besteht. Für diese *streifenförmige Ladungsordnung*⁹ sind inkommensurable Peaks in der Neutronenstreuung zu erwarten. Wegen der falschen $\delta(y)$ -Abhängigkeit wurde das Streifenmodell zunächst verworfen [50] und die Peaks mit Hilfe verschiedener Fermi-Flüssigkeitsmodelle zu erklären versucht [37, 156, 160]. Ein der Streifenordnung sehr ähnlicher, aber schon für kleine Dotierungen gültiger Ansatz ist die Phasenseparation, d.h. die Ausbildung von mikroskopischen Phasen mit sehr geringer und höherer Lochdotierung [71, 72].

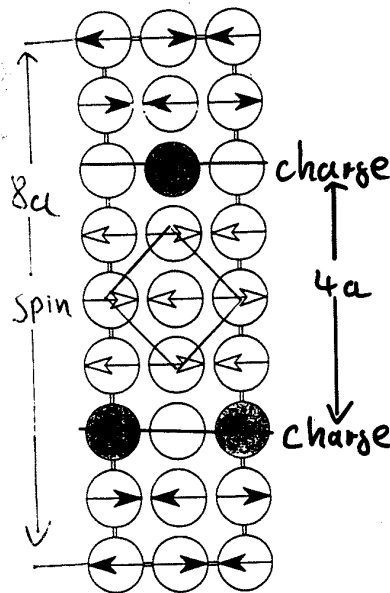


Abbildung 1.11: Skizze der Streifenordnung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ bei einer Dotierung von $y = \frac{1}{8}$ (adaptiert von [259])

Bei Untersuchungen an dotiertem La_2NiO_4 wurden statische inkommensurable Peaks gefunden [47, 107, 258]. Die Lage der Peaks zeigte, daß neben der streifenförmigen Ladungsordnung auch streifenförmige antiferromagnetische Ordnung auftritt¹⁰. Inkommensurable Peaks sind in der Neutronenstreuung zu erwarten.

⁹Der Zustand ist vergleichbar mit der sogenannten *Streifen-Phase* in zweidimensionalen inkommensurablen Systemen [204], weshalb die Bezeichnung *Streifenordnung*/*Streifen-Phase* übernommen wurde.

¹⁰Die Domänenwände sind dabei Antiphasengrenzen (s. Abb. 1.11).

surable Ladungs- und Spinordnung tritt auch in perowskitischen Manganiten und Manganaten auf [49, 120, 229, 235]. Tranquada et al. hatten die Idee, die in den Kupraten dynamischen inkomensurablen Korrelationen durch die LTT-Phase zu pinnen. 1995 gelang es Ihnen, statische Ladungsordnungspeaks und bei tieferen Temperaturen statische inkomensurable magnetische Ordnungspeaks in $\text{La}_{1.48}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ mit elastischer Neutronenstreuung nachzuweisen [259] und dies in der folgenden Zeit auf einen weiteren Sr-Konzentrationsbereich auszuweiten [260, 262]. Inzwischen wurden auch in $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$ dynamische inkomensurable Peaks gefunden [19, 281]. Wenn auch noch nicht völlig akzeptiert, so ist das Streifenmodell doch innerhalb der letzten 2-3 Jahre ins Rampenlicht getreten, und immer mehr experimentelle Daten werden anhand dieses Modells diskutiert [118, 153, 202, 261, 263–266]. Lee und Cheong [153] berichten von der Entdeckung einer Streifen-Glas-Phase in $\text{La}_{1.67}\text{Sr}_{0.33}\text{NiO}_4$, die dem flüssigkristallinen Zustand ähnelt. Auch an der Theorie der Streifenordnung (Bildung, Dynamik und kritische Dotierungen) wird derzeit intensiv geforscht [41, 42, 73, 139, 170, 174, 182, 217, 218, 269, 298–301]. White und Scalapino [282–284] beschreiben die Streifenphase in gekoppelten n -beinigen *Spin-Ladder-Systemen* [119].

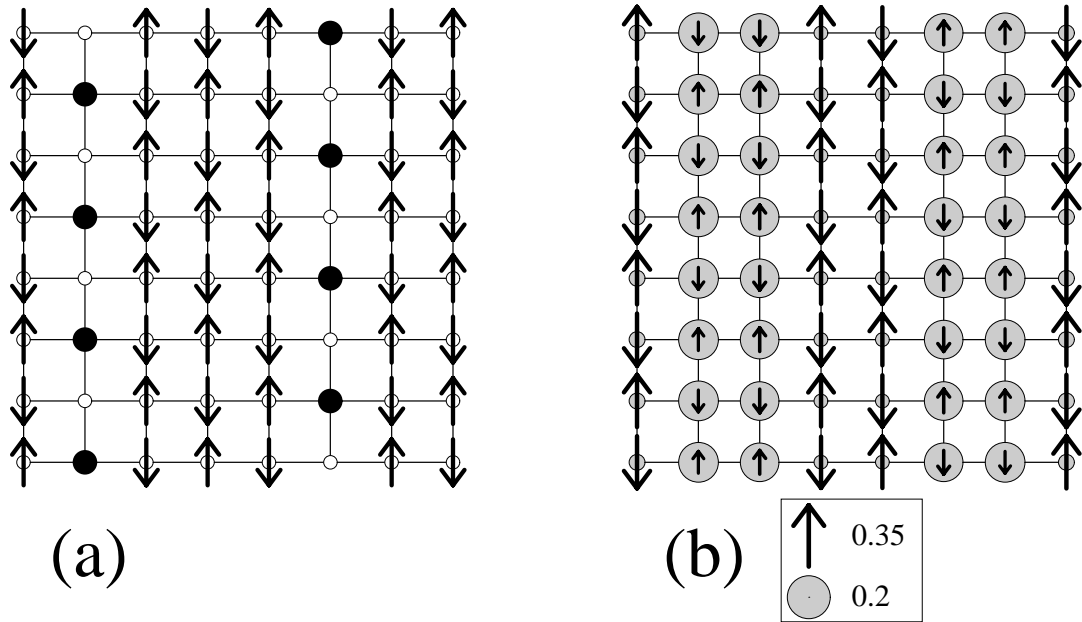


Abbildung 1.12: Skizze von a) site-centered stripes und b) bond-centered stripes (aus [283])

Ob durch die Ladungsordnung erst die Spinordnung bei tieferen Temperaturen ermöglicht wird ($T_{SO} < T_{CO}$)¹¹, oder ob die Spinordnung gleichzeitig die Ladungsordnung bewirkt ($T_{SO} = T_{CO}$), ist von hohem theoretischen Interesse. Experimentell wird bei den Kupraten und Nickelaten die Spinordnungstemperatur T_{SO} unterhalb der Ladungsordnungstemperatur T_{CO} gefunden, doch weisen Duin et al. [68] darauf hin, daß dennoch die Spins die

¹¹ T_{SO} bezeichnet die Spinordnungstemperatur und T_{CO} die Ladungsordnungstemperatur.

treibende Kraft der Ladungsordnung sein können und nur durch transversale Spinfluktuationen experimentell $T_{SO} < T_{CO}$ beobachtet wird. Eine ebenso wichtige Frage ist die nach der genauen Lage der Ladungsstreifen. Verlaufen sie durch die Kupfer-/Nickelatome (*site-centered stripes*, s. Abb. 1.12a), oder sitzen die Ladungslöcher auf einem Streifen von Sauerstoffatomen (*bond-centered stripes*, s. Abb. 1.12b)? Die experimentelle Klärung dieser Frage ist kein leichtes Unterfangen. Tranquada et al. [263, 286] finden sogar Anzeichen für eine Koexistenz von *site-centered stripes* und *bond-centered stripes* mit temperaturabhängiger relativer Häufigkeit. Möglich wären aber auch *site-* bzw. *bond-centered stripes* mit uneinheitlichem Streifenabstand.

Nicht zuletzt ist noch die Abhängigkeit des inkommensurablen Wellenvektors δ von der Lochdotierung zu klären. In strontiumdotiertem La_2CuO_4 und $\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x\text{CuO}_4$ findet man experimentell [202, 262, 266, 293–295] für $y < 0.125$ eine lineare Abhängigkeit zwischen δ und der Strontiumdotierung y , darüber wird δ unabhängig von y (s. Abb. 1.13). Dies bedeutet, daß die Streifen zunächst mit zunehmender Dotierung enger zusammenrücken. Bei $y = 0.125$ beträgt der Abstand zwischen zwei Streifen in der $a-b$ -Ebene vier Gitterkonstanten, und jeder Streifen ist nur halbbesetzt mit Löchern. Für Dotierungen oberhalb von $y = 0.125$ nimmt nun die Lochbesetzung der Streifen zu, ohne daß die Streifen einander näher kommen. Die vollständige Lochbesetzung der Streifen wird für $y = 0.25$ erreicht. Darüber müßte δ wieder von y abhängig werden, wahrscheinlicher aber sind die Streifen für so hohe Dotierungen nicht mehr stabil. Yamada et al. [293–295] finden im unterdotierten Bereich von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ eine Proportionalität zwischen T_c und δ . Für $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$ scheint die gleiche Proportionalität zu gelten [19]. Durch Zinkdotierung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ wird T_c allerdings stark abgesenkt, obwohl δ konstant bleibt.

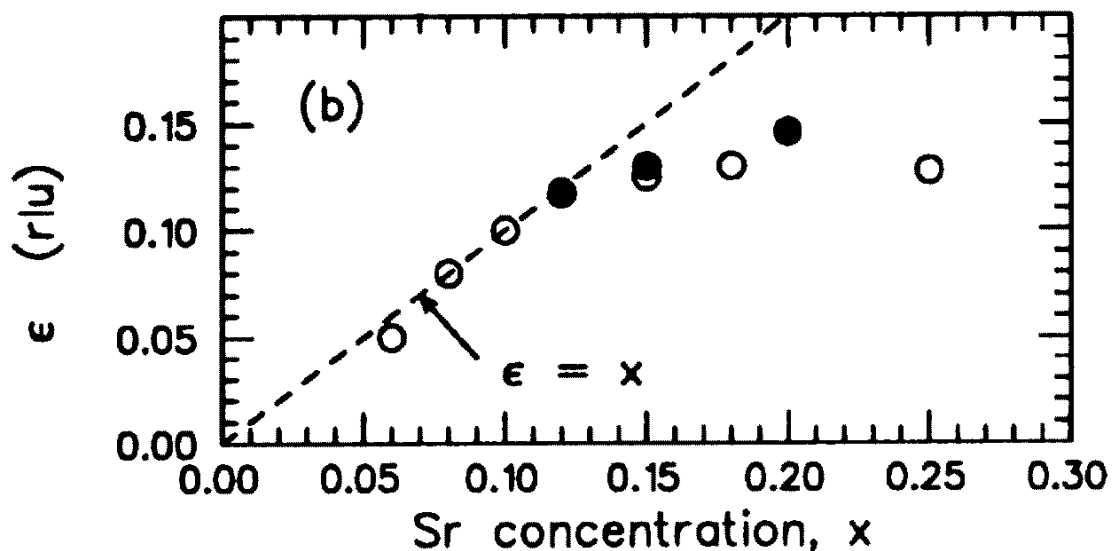


Abbildung 1.13: Abhängigkeit des inkommensurablen Wellenvektors $\delta = \epsilon$ von der Strontiumdotierung in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (offene Kreise) und $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (geschlossene Kreise) (aus [266])

Ich möchte an dieser Stelle noch kurz die $SO(5)$ -Theorie von Zhang [6, 100, 303–305] erwähnen, die einen völlig anderen Zugang zur Hochtemperatursupraleitung der Kuprate darstellt¹². Die drei Parameter, die die antiferromagnetische Ordnung beschreiben, und die zwei, die d-Wellen-Supraleitung beschreiben, werden zu einem fünf-komponentigen *Superspin* zusammengefaßt. Unterhalb einer Temperatur T_{MF} , die mit dem mit verschiedenen Methoden gefundenen *Pseudogap* [14, 127, 157, 159, 195, 210, 211, 248, 277, 296] zusammenhängt, besitzt der Superspin einen endlichen Wert, wenn auch er noch frei im fünfdimensionalen Parameterraum fluktuiert. In Abhängigkeit vom chemischen Potential μ klappt dieser Superspin bei tieferen Temperaturen nun in den antiferromagnetischen oder in den supraleitenden Bereich (s. Abb. 1.14). Da das chemische Potential lokal variieren kann, ist die Koexistenz von Supraleitung und Antiferromagnetismus möglich. Die Streifenphase könnte in diesem Bild so etwas wie eine $SO(5)$ -Superspin-Spirale sein [305].

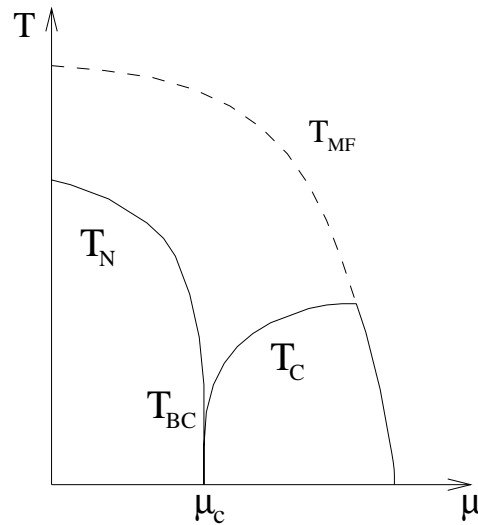


Abbildung 1.14: Schematisches Phasendiagramm der Kuprate als Funktion des chemischen Potentials μ (aus [304])

¹²Es handelt sich um eine Zusammenfassung zweier unterschiedlicher Phänomene in einer Theorie, vergleichbar mit der Elektrodynamik oder der *great unified theory*.

Kapitel 2

Grundlagen der μ SR

μ SR ist ein Sammelbegriff für gleich mehrere Meßmethoden: *Myonen-Spin-Rotation*, *Myonen-Spin-Relaxation* und *Myonen-Spin-Resonanz*. Im folgenden werde ich mich auf die Beschreibung der Myonen-Spin-Rotation und der Myonen-Spin-Relaxation beschränken, da nur diese Methoden im Rahmen dieser Arbeit angewendet wurden. Ich möchte hier nur eine kurze Einführung in die μ SR bieten, für eine eingehendere Beschäftigung mit der Materie sei auf ausführliche Übersichtswerke [45, 221] verwiesen.

Bei der μ SR beobachtet man die zeitliche Entwicklung der Spinpolarisation eines Myonenensembles, das in eine Probe implantiert wurde. Die Meßmethode gehört zu den Festkörper-Untersuchungsmethoden mit nuklearen Sonden und ist am ehesten mit der NMR (Kernmagnetische Resonanz) und der PAC (Gestörte γ - γ -Winkelkorrelation) vergleichbar.

2.1 Eigenschaften des Myons

Das positive und negative Myon sowie das Myon-Neutrino bilden die 2. Generation der Leptonen. Das positive Myon (μ^+), von dem im folgenden ausschließlich die Rede sein soll, ist so etwas wie “der große Bruder des Positrons”, läßt sich als Sonde in Festkörpern aber eher als ein leichtes Proton ansehen. Die wichtigsten Eigenschaften des Myons sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Das im Vergleich zu Atomkernen sehr große gyromagnetische Verhältnis macht das Myon zu einer idealen Sonde zur Untersuchung von lokalen Magnetfeldern in Festkörpern. Da Myonen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen sind, wird diese magnetische Wechselwirkung nicht durch gleichzeitige Quadrupolwechselwirkung verkompliziert.

2.2 Erzeugung und Zerfall von Myonen

2.2.1 Erzeugung von Myonen

Myonen, die in der Natur in der Höhenstrahlung zu finden sind, werden für die μ SR mit Hilfe von Protonenbeschleunigern produziert. Dazu schießt man mit einem hochenergetischen Protonenstrahl ($E \geq 500\text{MeV}$) auf ein geeignetes Target und erzeugt so positive

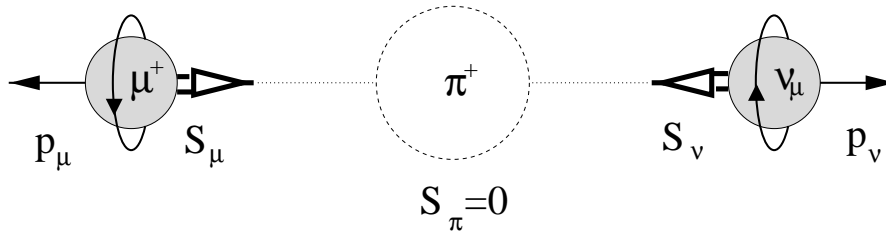
Masse m_μ :	105.6583(89)MeV = 0.1134289(13)u
Ladung q_μ :	$+e$
Spin S_μ :	$\frac{1}{2}\hbar$
magnetisches Moment μ_μ :	$3.18334547(47)\mu_p = 8.8905981(13)\mu_N$
gyromagnetisches Verhältnis γ_μ :	$\frac{\gamma_\mu}{2\pi} = 135.53879 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$
mittlere Lebensdauer τ_μ :	$2.19703(4)\mu\text{s}$

Tabelle 2.1: Eigenschaften des positiven Myons (aus [201])

Pionen. Diese Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_\pi = 26\text{ns}$ gemäß:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

in ein positives Myon und ein Myon-Neutrino. Aufgrund der Helizität des Neutrinos von $H = -1$ ist der Spin des Myons im Ruhesystem des Pions genau antiparallel zur Flugrichtung ausgerichtet (s. Abb. 2.1).

Abbildung 2.1: Zerfall des π^+ im Ruhesystem des Pions

2.2.2 Myonenzerfall

Nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_\mu = 2.2\mu\text{s}$ zerfällt das Myon in ein Positron und zwei Neutrinos:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

Die kinetische Energie des Positrons variiert bei diesem Dreikörperzerfall ähnlich wie beim β -Zerfall kontinuierlich zwischen 0 und einem Maximalwert. Als Folge der Paritätsverletzung bei der schwachen Wechselwirkung wird das Zerfallspositron bevorzugt in Richtung des Myonenspins emittiert. Für die Wahrscheinlichkeit w der Emission des Positrons im Winkel θ gegenüber dem Myonenspin gilt:

$$w(\theta)d\theta \propto (1 + A \cos \theta)d\theta \quad (2.3)$$

Die räumliche Asymmetrie/Anisotropie A ist abhängig von der kinetischen Energie des Zerfallspositrons; bei Integration über das gesamte Energiespektrum der Positronen ergibt sich $\bar{A} = \frac{1}{3}$. Damit besteht die Möglichkeit, aus der Auswertung der Emissionsrichtung des Positrons auf die Richtung des Myonenspins zum Zeitpunkt des Zerfalls zu schließen.

2.3 Prinzip des μ SR-Experiments

Den prinzipiellen Aufbau eines zeitdifferentiellen μ SR-Experimentes zeigt Abbildung 2.2. Der spinpolarisierte Myonenstrahl wird auf die Probe gerichtet, und die Myonen in die Probe implantiert. Die Abbremsung und Thermalisierung der schnellen Myonen geschieht innerhalb von $0.1 - 1\text{ ns}$, und die Polarisation der Myonen wird dabei kaum meßbar reduziert. In Metallen und vergleichbaren Systemen kommt das Myon auf einem Zwischengitterplatz zum Stillstand und wird von einer Abschirmwolke von Leitungselektronen umgeben. Der letzte vom Myon erzeugte Strahlenschaden ist ca. $1 - 2\mu\text{m}$ von der Stelle, wo das Myon zur Ruhe kommt, entfernt. Das Myon sieht also abgesehen von einer kleinen Gitterverzerrung, die durch die Anwesenheit des Myons hervorgerufen wird, die unveränderte und ungestörte Probe.

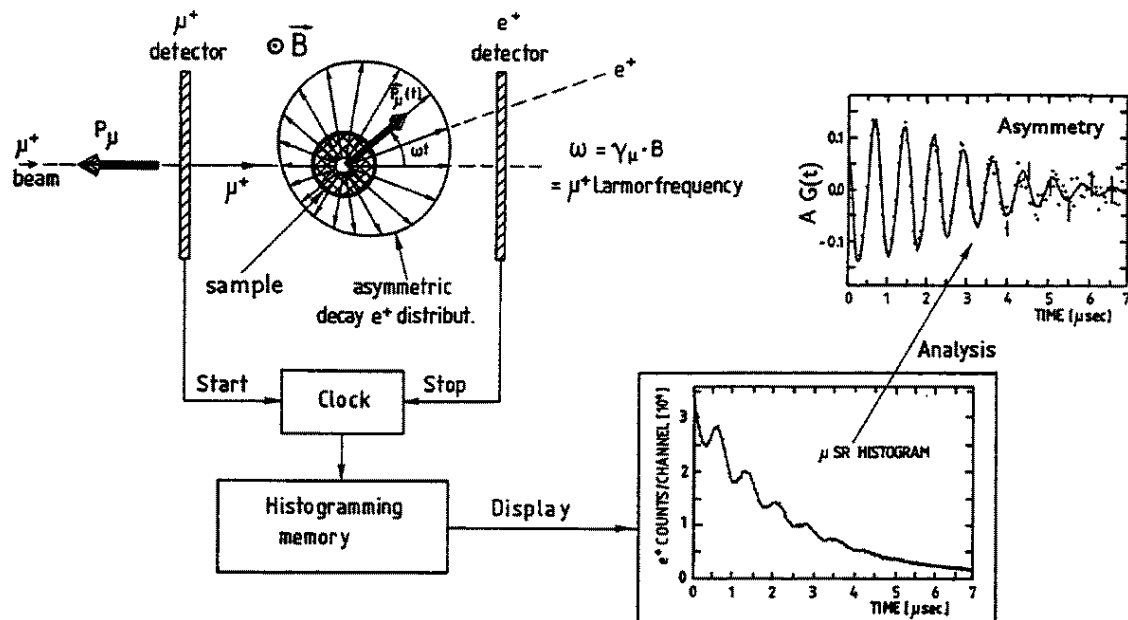


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines μ SR-Experiments (aus [222])

Nun wechselwirkt das magnetische Moment des Myons mit den lokalen Magnetfeldern, auf deren Ursache noch genauer eingegangen wird, und dadurch wird die Myonenpolarisation \mathbf{P} zeitabhängig. Beim Zerfall des Myons wird die Information über seine Polarisationsrichtung durch die Emissionsrichtung des Positrons zugänglich. Bei der zeitdif-

ferentiellen μ SR trägt man die in einer bestimmten Richtung gemessene Zerfallspositronenzahlrate über der Zeit, die seit der Implantation des jeweiligen Myons vergangen ist, auf. Man erhält ein μ SR-Histogramm (s. Abb. 2.2 rechts unten), das folgende Form hat:

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = N_i^0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) [1 + A_i^0 \cdot G(t)] + B_i \quad (2.4)$$

Dabei ist A_i^0 die Anfangsasymmetrie, B_i die zeitunabhängige Untergrundzählrate und $G(t)$ die Spinautokorrelations- oder Relaxationsfunktion

$$G(t) = \frac{\mathbf{P}(t) \cdot \mathbf{P}(0)}{\mathbf{P}^2(0)} \quad (2.5)$$

Die Auftragung von $A_i^0 \cdot G(t)$ über der Zeit t (s. Abb. 2.2 rechts oben) wird als Asymmetrie-Plot oder μ SR-Spektrum bezeichnet.

Die Zeitabhängigkeit der Myonenspinpolarisation wird durch die Wechselwirkung des Myons mit dem lokalen Magnetfeld \mathbf{B}_{lok} am Myonenort bestimmt. $\mathbf{P}(t)$ ¹:

$$\frac{d\mathbf{P}(t)}{dt} = -\gamma_\mu \mathbf{P}(t) \times \mathbf{B}_{lok}(t) \quad (2.6)$$

Das lokale Feld \mathbf{B}_{lok} setzt sich prinzipiell aus drei Beiträgen zusammen:

$$\mathbf{B}_{lok} = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_{dip} + \mathbf{B}_{hf} \quad (2.7)$$

\mathbf{B}_{ext} steht für ein mögliches extern angelegtes Feld, \mathbf{B}_{dip} für das von allen magnetischen Dipolen in der Probe erzeugte Feld und \mathbf{B}_{hf} für das Hyperfeinfeld der Fermi-Kontakt-Wechselwirkung.

2.4 Nullfeld- μ SR

Bei der Nullfeld- μ SR (ZF- μ SR) beobachtet man die Zeitentwicklung der Myonenspinpolarisation unter Einwirkung der inneren Magnetfelder. Sowohl elektronische als auch nukleare Momente kommen als Ursache der internen Magnetfelder in Frage. Nukleare Momente sind im Zeitfenster der μ SR im allgemeinen als statisch anzusehen (Fluktuationszeiten $\tau_f > 10^{-4}$ s), während elektronische Momente sowohl statischer als auch dynamischer Natur sein können.

2.4.1 Statische innere Felder

Statische elektronische Momente treten im Falle magnetischer Ordnung auf. Die Spinautokorrelationsfunktion $G(t)$ hängt stark vom Myonenplatz und von der magnetischen Struktur ab. Im einfachsten Fall eines wohldefinierten lokalen Magnetfeldes $\mathbf{B}_{lok} \neq \mathbf{0}$ beobachtet man die Larmorprezession des μ^+ -Spins, und es ergibt sich:

¹Hier zeigt sich die Ähnlichkeit zur NMR, wo für Spin- $\frac{1}{2}$ -Kerne eine analoge Gleichung gilt.

$$G(t) = \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot \cos(\gamma_\mu B_{lok} t) \quad (2.8)$$

wobei θ der Winkel zwischen \mathbf{B}_{lok} und der Anfangspolarisationsrichtung $\mathbf{P}(0)$ des Myons ist. Bei Verwendung einer polykristallinen Probe mittelt sich die Winkelabhängigkeit zu:

$$G(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cos(\gamma_\mu B_{lok} t) \quad (2.9)$$

Ist die magnetische Struktur inkommensurabel mit der Gitterstruktur, so erhält man eine kontinuierliche Verteilung der lokalen Felder, die im einfachsten Fall für polykristalline Proben eine Bessel-förmige Oszillation liefert [3, 77, 149, 167]:

$$G(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} J_0(\gamma_\mu B_{lok} t) \quad (2.10)$$

Im allgemeinen Fall statischer Feldverteilungen $f(\mathbf{B}_{lok})$ am Myonenort ergibt sich $G(t)$ als Faltung von $f(\mathbf{B}_{lok})$ mit Gleichung 2.8 zu:

$$G(t) = \int f(\mathbf{B}_{lok}) [\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos(\gamma_\mu B_{lok} t)] d\mathbf{B}_{lok} \quad (2.11)$$

Wählt man für $f(\mathbf{B}_{lok})$ eine isotrope Gaußverteilung, so erhält man die sogenannte *Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion* [140]:

$$G_{GKT}(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - \Delta^2 t^2) \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta^2 t^2\right) \quad (2.12)$$

Dabei ist $\frac{\Delta^2}{\gamma_\mu^2} = \langle B_i^2 \rangle$ das zweite Moment der Feldverteilung für die i -te Raumrichtung. Der Ansatz einer gaußförmigen Magnetfeldverteilung beschreibt in guter Näherung die von den Kernmomenten der Probe verursachte Feldverteilung, aber auch in konzentrierten Spinglassystemen unterhalb von T_f wird diese Feldverteilung beobachtet. Zwei Charakteristika der statischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion sind der gaußförmige Abfall für kleine t und der asymptotische Grenzwert von $\frac{1}{3}$ für $t \rightarrow \infty$ (s. Abb. 2.3).

In verdünnten Spingläsern beobachtet man eine lorentzförmige Feldverteilung und erhält bei Ausführung der Integration in Gleichung 2.11 die *Lorentz-Kubo-Toyabe-Funktion*:

$$G_{LKT}(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - \Delta \cdot t) \exp(-\Delta \cdot t) \quad (2.13)$$

Diese fällt für kleine t exponentiell ab und strebt ebenso wie die Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion für $t \rightarrow \infty$ gegen $\frac{1}{3}$.

2.4.2 Dynamische Felder

Im allgemeinen müssen dynamische Effekte, hervorgerufen durch fluktuierende elektronische Momente oder durch Diffusion des Myons, zur Beschreibung von $G(t)$ miteinbezogen werden. Im Rahmen des *strong collision*-Modells [106, 130] kann die Dynamik durch

Markov-Prozesse [141] mit einer Korrelationszeit τ_c beschrieben werden. Die Dynamisierung der gaußförmigen Feldverteilung führt zur sogenannten dynamischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion, die für beliebige τ_c nicht analytisch darstellbar ist. Numerische Lösungen, wie sie Abbildung 2.3 zeigt, sind als Tabellen für Auswertungszwecke verfügbar. Im Grenzfall sehr schneller Fluktuationen ($\Delta \cdot \tau_c \ll 1$) erhält man eine exponentielle Relaxation:

$$G_{\text{GKT}}^{\text{dyn}}(t) = \exp(-2\Delta^2\tau_c t) = \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad \text{für } \tau_c \cdot \Delta \ll 1 \quad (2.14)$$

Diesen Grenzfall bezeichnet man in Analogie zur NMR auch als *motional narrowing*. Die longitudinale Relaxationszeit T_1 wird häufig auch Spin-Gitter-Relaxationszeit genannt.

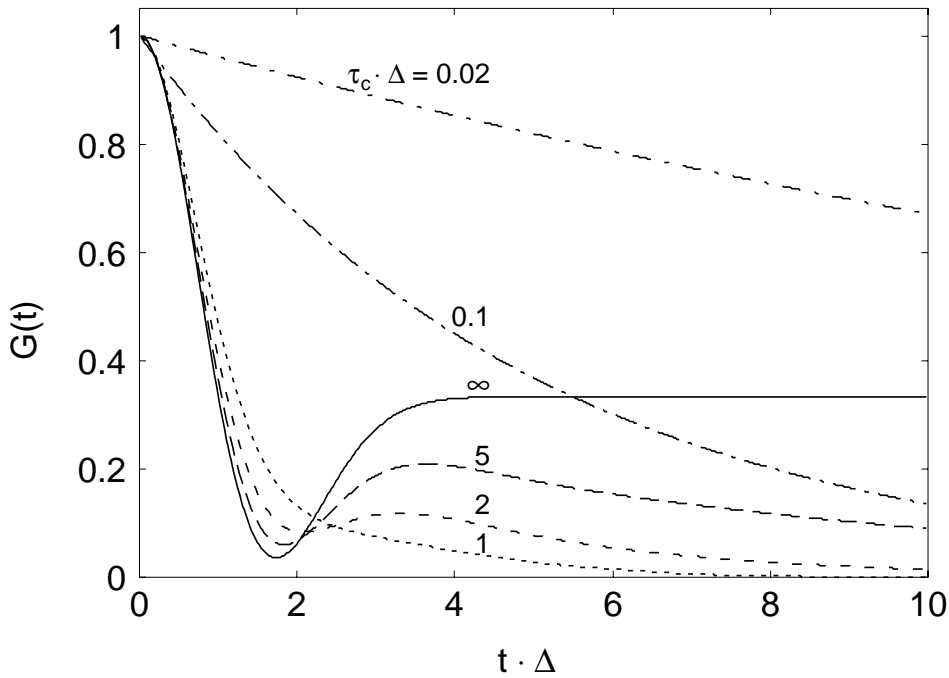


Abbildung 2.3: Verlauf der dynamischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion für verschiedene Werte von $\tau_c \cdot \Delta$

Die Dynamisierung der Lorentz-Kubo-Toyabe-Funktion wurde von Uemura [270] durch lineare Superposition dynamischer Gauß-Kubo-Toyabe-Funktionen durchgeführt und liefert im Grenzfall schneller Fluktuationen eine \sqrt{t} -exponentielle Dämpfung:

$$G_{\text{LKT}}^{\text{dyn}}(t) = \exp(-2\Delta\sqrt{\tau_c t}) \quad \text{für } \tau_c \cdot \Delta \ll 1 \quad (2.15)$$

2.5 Longitudinalfeld- μ SR

Das Nullfeldexperiment ist im allgemeinen nicht in der Lage, zwischen statischer und dynamischer Myonenspindepolarisation zu unterscheiden. Legt man jedoch ein ausrei-

chend großes Longitudinalfeld ($\mathbf{B}_{ext} \parallel \mathbf{P}(0)$) an, so trägt die statische Feldverteilung nicht mehr zur Depolarisation der Myonenspins bei. Man spricht von einer *Entkopplung* des Myonenspinensembles von der statischen Feldverteilung. Da zur vollständigen Entkopplung von einer statischen Feldverteilung der Breite Δ mindestens etwa $B_{ext} = 10 \cdot \Delta$ nötig sind, kann man mit Hilfe eines Entkopplungsexperimentes auch die Größe der statischen Feldverteilung bestimmen.

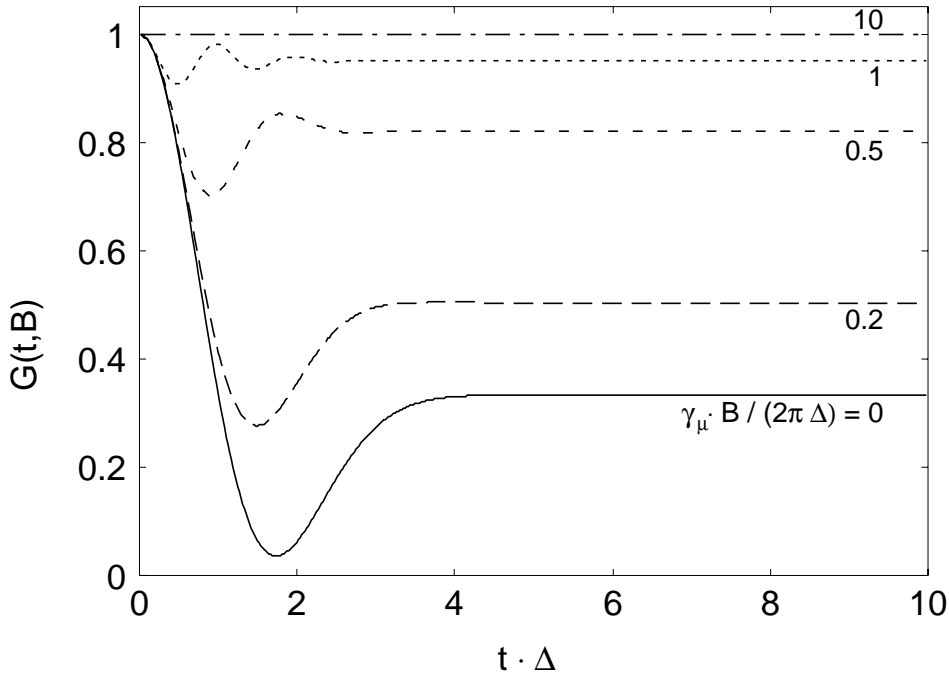


Abbildung 2.4: Feldabhängigkeit der statischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion. Das angelegte LF-Feld ist in Vielfachen von $\frac{2\pi\Delta}{\gamma_\mu}$ angegeben.

Bei Betrachtung des Einflusses des Longitudinalfeldes auf die Myonendepolarisation durch dynamische Momente lassen sich verschiedene Fälle unterscheiden. Im externen Feld präzedieren sowohl die elektronischen Momente als auch das Myon. Die elektronische Präzessionsfrequenz $\omega_J = \gamma_J B_{ext}$ (J sei die Drehimpulsquantenzahl des Elektrons) ist im allgemeinen erheblich größer als die myonische $\omega_0 = \gamma_\mu B_{ext}$. Diese beiden Größen gilt es mit der Korrelationszeit τ_c zu vergleichen und verschiedene Fälle zu unterscheiden [1, 106, 134, 232]:

- $\tau_c \ll \omega_J^{-1} \ll \omega_0^{-1}$: In diesem *motional narrowing limit* beobachtet man eine exponentielle Dämpfung der Myonenspinpolarisation

$$G(t) = \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (2.16)$$

mit $\frac{1}{T_1} = 2\Delta^2\tau_c$ für isotrope gaußförmige Feldverteilungen. Die Relaxationsrate

kann in diesem Fall also nicht durch das äußere Longitudinalfeld beeinflusst werden.

- $\tau_c \approx \omega_J^{-1} \ll \omega_0^{-1}$: In diesem Fall gilt für die longitudinale Depolarisationsrate²:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{5} \Delta^2 \tau_c \left[3 + 7 \frac{1}{1 + \omega_J^2 \tau_c^2} \right] \quad (2.17)$$

Es liegt nun eine kleine Feldabhängigkeit vor, die aber praktisch nicht nachweisbar ist.

- $\omega_J^{-1} \ll \tau_c \approx \omega_0^{-1}$: Kommt die Korrelationszeit τ_c in die Größenordnung von ω_0^{-1} , so ist eine Beeinflussung der Depolarisationsrate durch das externe Longitudinalfeld möglich:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{3}{5} \Delta^2 \tau_c \frac{1}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} \quad (2.18)$$

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen die Feldabhängigkeit, die sich für einen statischen und einen dynamischen Gauß-Kubo-Toyabe ergibt.

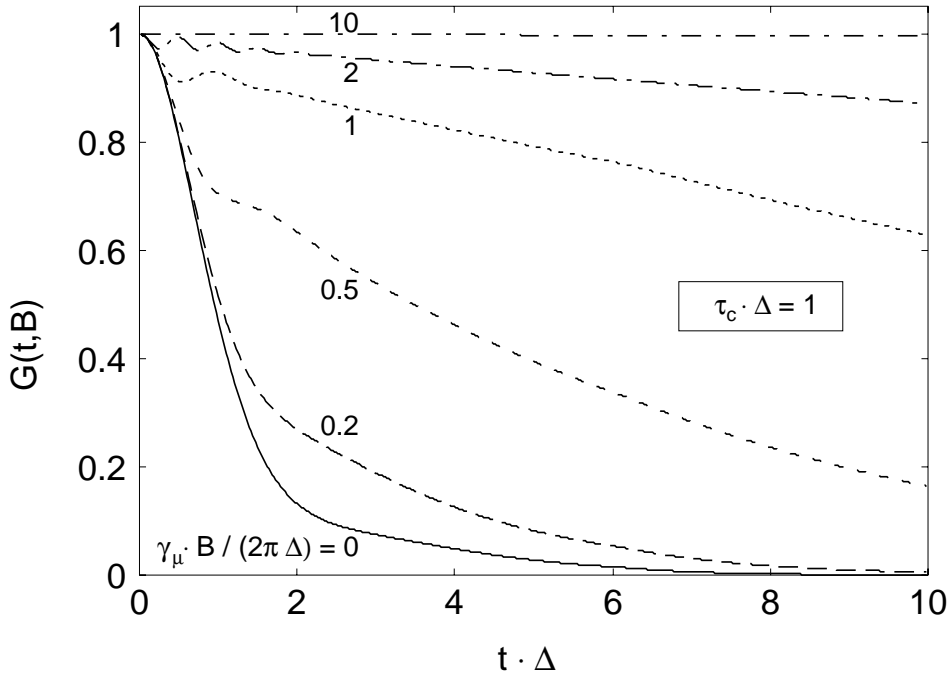


Abbildung 2.5: Feldabhängigkeit der dynamischen Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion für den Fall $\tau_c \cdot \Delta = 1$. Das angelegte LF-Feld ist in Vielfachen von $\frac{2\pi\Delta}{\gamma_\mu}$ angegeben.

²Bei Annahme einer gaußförmigen Feldverteilung

2.6 Transversalfeld- μ SR

Wird ein äußeres Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} senkrecht zur Anfangspolarisation des Myons angelegt, spricht man von Transversalfeld- μ SR (TF- μ SR). Wenn \mathbf{B}_{ext} der dominierende Anteil des lokalen Feldes \mathbf{B}_{lok} ist, so ist die Präzessionsrichtung des Myonenspins praktisch parallel zum externen Feld. Dieser Fall ist mit dem *free induction decay* in der NMR vergleichbar. Man beobachtet eine gedämpfte kosinusförmige Zeitabhängigkeit der Autokorrelationsfunktion $G(t)$.

Die Kreisfrequenz ω_μ der Myonenspinpräzession hängt vom lokalen Magnetfeld B_{lok} am Myonenort ab, das sich von B_{ext} unterscheiden kann. Den relativen Unterschied $K = \frac{(\omega_\mu - \omega_0)}{\omega_0}$ zwischen ω_μ und $\omega_0 = \frac{B_{ext}}{\gamma_\mu}$ nennt man in Analogie zur NMR *Knightshift*. Die Depolarisation des Myonenspinensembles teilt sich auf in Relaxations- und *Dephasing*-Effekte. Das Dephasing wird durch die räumliche Inhomogenität des statischen lokalen Feldes, das die Myonen sehen, verursacht, während die Relaxation durch Spin-Spin-Relaxation und Spin-Gitter-Relaxation zustandekommt.

Kapitel 3

Experimentelles

3.1 Vorstellung der Proben

Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben wurden am II. Physikalischen Institut der Universität zu Köln in der Arbeitsgruppe von Dr. Büchner hergestellt. Die Herstellung durch Sintern aus den Edukten La_2O_3 , RE_2O_3 , SrCO_3 und CuO ist in [26] beschrieben. Es handelt sich um gepreßte Tabletten (*Pellets*) mit einem Durchmesser von ca. 12mm und einer Dicke von ungefähr 1 – 1.5mm oder um Bruchstücke davon.

Alle Proben haben die allgemeine Zusammensetzung $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_x\text{Sr}_y\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$. Somit steht x im folgenden immer für die Konzentration der jeweiligen Selten-Erd-Ionen, y für die Strontium-Konzentration und z für den eindotierten Zinkgehalt (so vorhanden). An diesen Proben oder unter gleichen Bedingungen hergestellten Proben gleicher oder ähnlicher Zusammensetzung wurden Suszeptibilitäts-, NMR-, ESR-, Röntgen-, spezifische Wärme-, Widerstands-, Neutronen- und Mössbauereffektmessungen vorgenommen. Teile der dabei gewonnenen Erkenntnisse werde ich im folgenden erwähnen bzw. in der Diskussion meiner Ergebnisse darauf zurückgreifen.

3.1.1 $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

Als Ausgangspunkt der Nd-Dotierungsreihe wurde $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ gewählt, da das System $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ bei $y = 0.15$ die maximale supraleitende Sprungtemperatur T_c zeigt. Es wurden Nd-Konzentrationen x von 0.30, 0.45, 0.50 und 0.60 untersucht. All diese Konzentrationen liegen oberhalb des kritischen Wertes $x_k = 0.18$, ab dem ein struktureller Phasenübergang in die LTT-Phase beobachtet wird (s. Phasendiagramm Abb. 3.1). In der LTT-Phase ist die Supraleitung unterdrückt; die Restsupraleitung, die man noch mißt, wird kleinen Bereichen der Probe, die sich noch in der LTO-Phase befinden, zugeschrieben [30]. Erst bei höheren Sr-Dotierungen wird Supraleitung auch in der LTT-Phase gefunden. Wie bereits erwähnt, lieferten Mössbauereffektmessungen [25, 27] Hinweise, daß bei ca. 32K magnetische Ordnung einsetzt. Mit Magnetisierungsmessungen hingegen war keine magnetische Ordnung zu finden, wobei das magnetische Moment des Neodyms die Untersuchung mit makroskopischen Methoden stark erschwerte. Dies war der Ausgangspunkt für unsere μSR -Messungen. Die mögliche Wechselwirkung der Neodymmomente

mit den Kupfermomenten gilt es, bei der Diskussion der Meßergebnisse zu berücksichtigen.

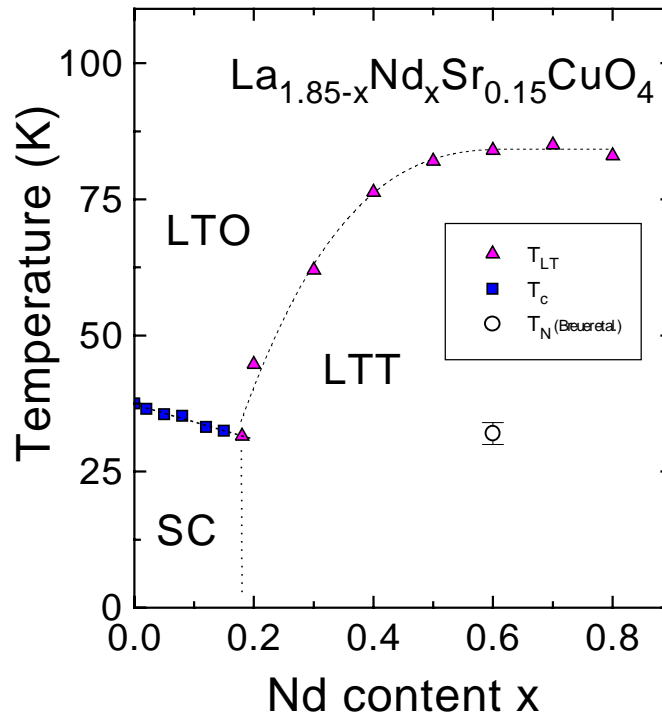
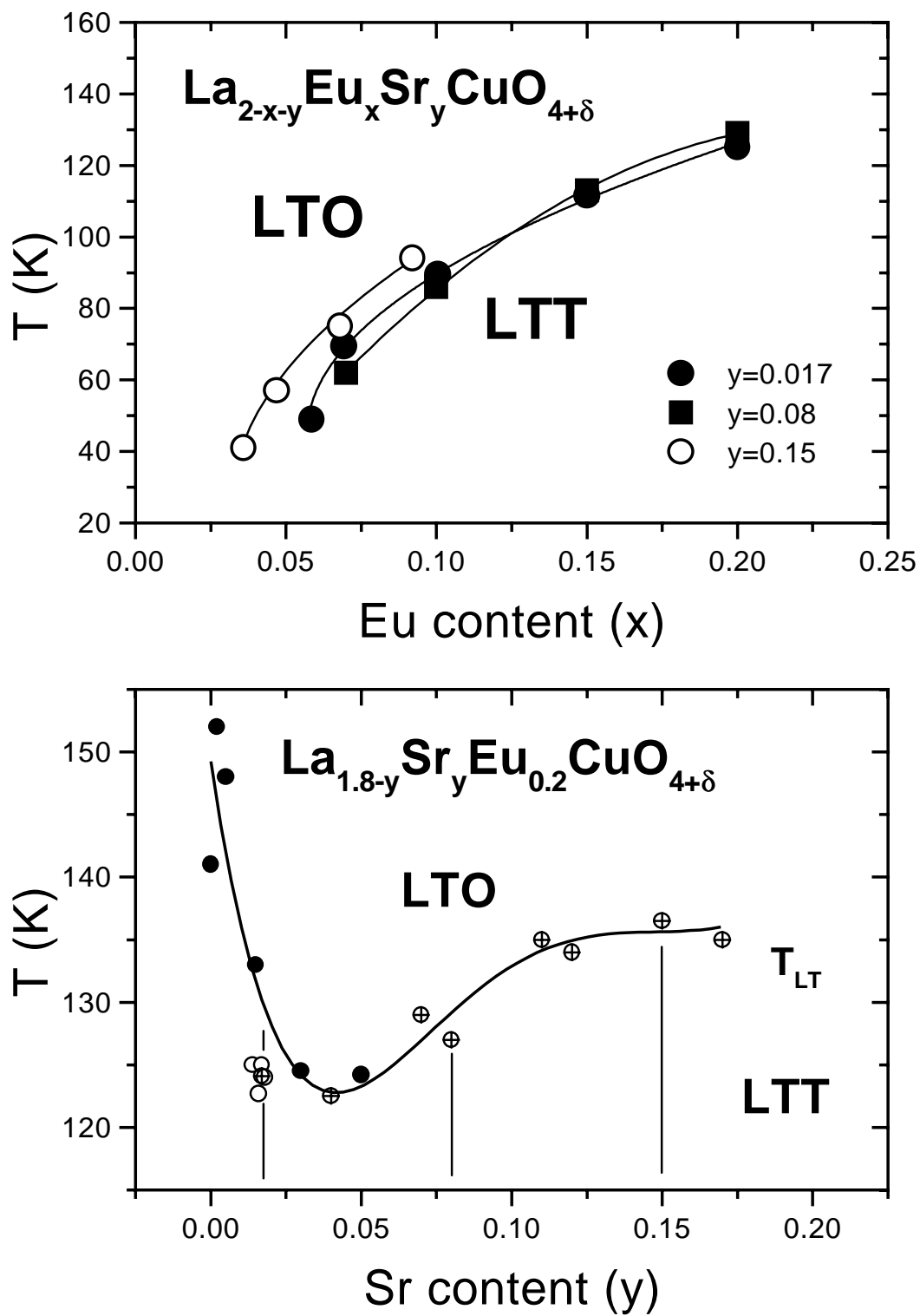


Abbildung 3.1: Phasendiagramm von $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ (aus [35], s. auch [30])

3.1.2 $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

Im Gegensatz zum Neodym besitzt das Europium mit halbgefüllter 4f-Schale kein magnetisches Moment. Ein Vergleich mit den $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Proben sollte also die Nd-Cu-Wechselwirkung deutlich aufzeigen. Aufgrund des kleineren Ionenradius des Europiums gegenüber dem Neodym ist der Einfluß der Eu-Dotierung auf das Gitter größer als bei Nd. Daher wurde eine kleinere Eu-Konzentration gewählt. Bei konstantem Eu-Gehalt von $x = 0.2$ wurde die Strontium-Konzentration in einem weiten Bereich variiert. Es lagen Proben mit den Sr-Gehalten $y = 0.014, 0.016, 0.018, 0.02, 0.04, 0.08, 0.10, 0.12, 0.15, 0.18$ und 0.20 vor. Alle Proben zeigen einen LTO-LTT- oder einen LTO-Pccn-Übergang bei Temperaturen zwischen 120 und 150K. (s. Phasendiagramm Abb. 3.2 und [33]). Mit Ausnahme der Probe mit einer Strontiumdotierung von $y = 0.20$ wird Supraleitung ebenso wie in der neodym-dotierten Serie nur als Minoritätsphase gefunden. Die häufigsten Europium-Isotope haben einen großen Neutroneneinfangquerschnitt, weshalb bisher keine Neutronenstreuexperimente an Eu-dotierten LaSr-Kupraten durchgeführt wurden.

Abbildung 3.2: Strukturelles Phasendiagramm von $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ (aus [116])

3.1.3 Vergleichsproben

Aus den Messungen an den beiden obengenannten Probenserien ergaben sich Fragestellungen und Modelle, die durch Untersuchungen an anderen Dotierungen geklärt werden sollten. Diese Vergleichsproben stelle ich nun vor:

La_{1.7}Nd_{0.3}CuO₄:

Diese Probe mit einem Nd-Gehalt von $x = 0.30$, aber ohne Sr-Dotierung, sollte aufzeigen, welche Änderungen die Neodym-Dotierung bereits im ladungsträgerfreien La₂CuO₄ hervorruft. Die Néeltemperatur sollte mit der von La₂CuO₄ übereinstimmen [132], also $T_N \approx 325\text{K}$. Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, kann T_N durch leichten Sauerstoffüberschuß aber auch merklich darunter liegen. Der LTO–Pccn-Übergang sollte bei ca. 75 – 80K stattfinden [132, 227].

La_{1.6}Eu_{0.25}Sr_{0.15}CuO₄:

Die Europium-Dotierung von $x = 0.25$ erlaubt einen besseren Vergleich mit der Nd-dotierten Probenserie. Die Kippwinkel der CuO₆-Oktaeder der Europium-Konzentration $x = 0.25$ sind vergleichbar mit denen einer Neodym-Konzentration von $x = 0.45$ [116].

La_{1.63}Eu_{0.17}Sr_{0.20}CuO₄:

Diese Probe zeigt ausgeprägte Volumensupraleitung [33] im Gegensatz zur Probe mit Eu_{0.2} und gleicher Sr-Konzentration, die nur schwache Volumensupraleitung zeigt. Die Koexistenz bzw. der Widerstreit von Supraleitung und Magnetismus soll durch Vergleich dieser beiden Proben untersucht werden.

La_{1.983}Sr_{0.017}CuO₄:

Zusammen mit der nächstgenannten Probe sollte diese Probe ohne Selten-Erd-Dotierung die für kleine Sr-Dotierungen ($y \leq 0.02$) beobachteten Anomalitäten der magnetischen Ordnung (s. Abschnitt 4.1) näher beleuchten. Im Gegensatz zur Eu-dotierten Serie, bleibt diese Probe auch für tiefe Temperaturen in der LTO-Phase.

La_{1.983}Sr_{0.017}Cu_{0.85}Zn_{0.15}O₄:

Der Austausch von Cu (3d⁹) durch isovalentes Zn (3d¹⁰) stellt eine Dotierung mit ungeladenen Spinfeststellen dar. Die Sr-Dotierung hingegen bringt geladene Spinlöcher ein. Neben diesem Unterschied in der Ladung der Spin-Löcher ist deren Beweglichkeit sehr unterschiedlich: Während die Anregung des Zink-Ions vom 3d¹⁰– in den 3d⁹–Zustand thermisch nicht aktivierbar ist, besitzen die durch Strontium eindotierten geladenen Spin-Löcher eine Anregungsenergie von $19 \pm 2\text{meV}$ [48]. Experimente von Hücker et al. [117] haben zudem gezeigt, daß die Dotierung mit Zink auch die Mobilität der durch Strontium eingebrachten Löcher in einem gewissen Radius um das Zinkatom stark reduziert. Die Zink-Konzentration wurde mit $z = 0.15$ so gewählt, daß die Néeltemperaturen von

$\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ annähernd gleich groß sind (s. Abb. 3.3) und die Ladungslöcher deutlich immobilisiert sind. Auch diese Probe zeigt keinen LTO–LTT- oder LTO–Pccn–Übergang.

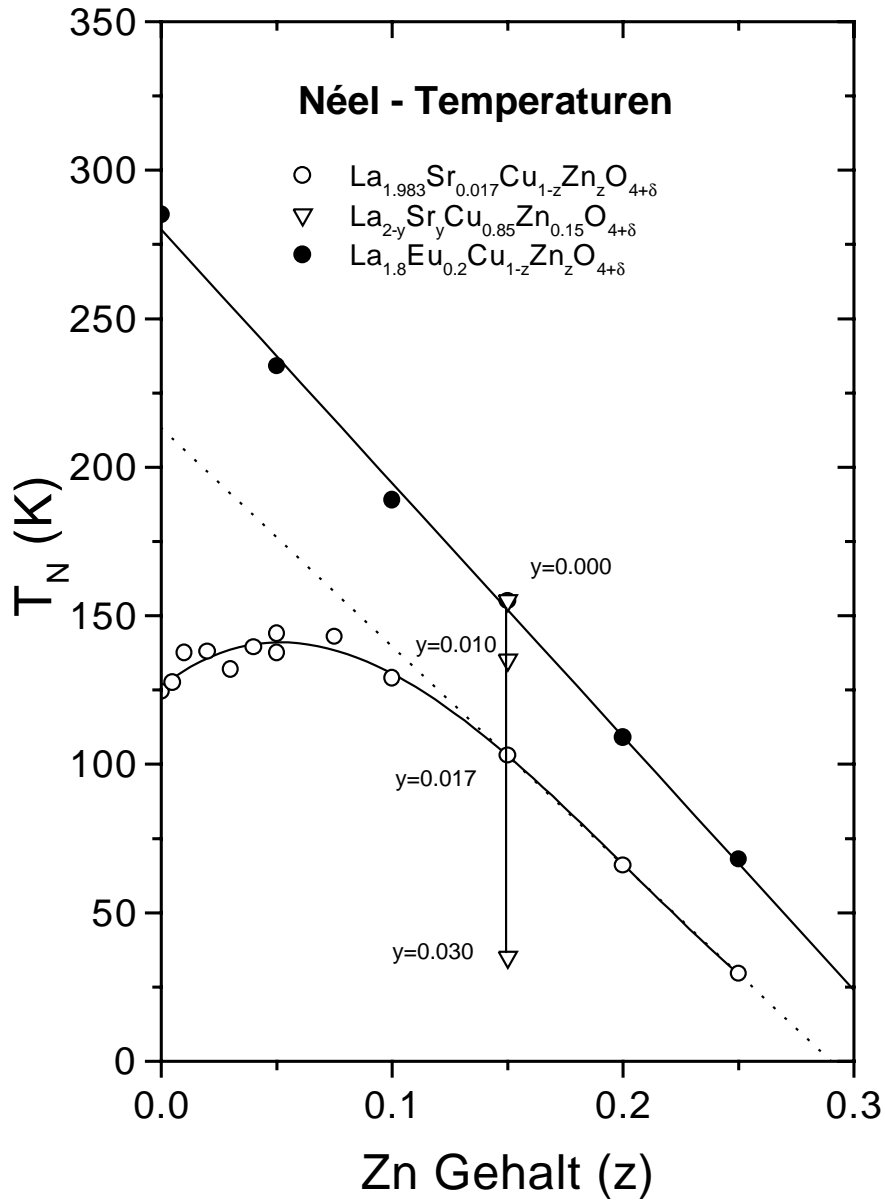


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Néeltemperatur T_N von der Zinkdotierung z in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ und $\text{La}_{1.8}\text{Eu}_{0.2}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ (aus [117])

3.2 Die verwendeten Meßplätze

Die μ SR-Messungen an den obengenannten Proben wurden am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen in der Schweiz und an der Tri University Meson Facility (TRIUMF) in Vancouver (Kanada) durchgeführt. Beide Einrichtungen stellen einen sogenannten kontinuierlichen Myonenstrahl zur Verfügung, d.h. die Frequenz des Protonenzyklotrons, das die Protonen zur Herstellung der Myonen beschleunigt, ist deutlich größer als die inverse Lebensdauer des Myons¹. Meßeinrichtungen mit kontinuierlichem Myonenstrahl haben zu kürzeren Zeiten und zu hohen Frequenzen hin eine bessere Auflösung als jene mit gepulsten Strahlen.

Informationen über die Meßeinrichtungen der *Myon-Facilities* sind den WWW-Seiten der jeweiligen Institutionen zu entnehmen². Eine aktuelle Beschreibung der Spektrometer am TRIUMF findet sich auch in [7].

3.2.1 Die verwendeten Meßplätze am Paul-Scherrer-Institut

Der Protonenbeschleuniger am PSI kann mit einem Protonenstrom von bis zu 2mA betrieben werden. Solch hohe Strahlströme sind für die μ SR nicht notwendig, sondern zielen auf die Verwendung des Protonenstrahls für die Spallationsquelle SINQ³ ab. Durch Instabilitäten in der Protonenstrahlführung variiert der Auftreffort des Myonenstrahls auf die Probe im allgemeinen, weshalb die experimentabhängigen Parameter (die relative Detektoreffizienz α und die Asymmetrien der Probe und des Silberhintergrunds) zeitlich schwanken. Das PSI bietet zwei unterschiedliche Varianten von Myonenstrahlen an:

- Die sogenannten Oberflächen- oder Arizonamyonen entstehen aus ruhenden Pionen an der Oberfläche des Protonentargets. Sie besitzen eine kinetische Energie von 4.1MeV und sind zu beinahe 100% spinpolarisiert.
- Die Myonen des Zerfallsstrahls entstehen aus schnellen Pionen, die im Flug zerfallen. Eine lange supraleitende Spule, die *Myonenkanal* genannt wird, spult die Bahn der Pionen so auf, daß sie auf dem Weg durch den Myonenkanal zerfallen sind. Die entstehenden Myonen haben einen hohen Impuls und sind nicht mehr vollständig polarisiert. Der gegenüber dem Zerfallsstrahl deutlich größere Impuls der Myonen erfordert größere Probenmassen, um sicherzustellen, daß die Myonen in der Probe gestoppt werden. Da mir von meinen Proben jeweils nur kleine Mengen zur Verfügung standen, erwies sich der Versuch, am Zerfallsstrahl zu messen, als nicht praktikabel.

Das π M3-Spektrometer:

Das π M3- oder auch GPS-Spektrometer⁴ arbeitet mit Oberflächenmyonen. Der Strahlquerschnitt beträgt ca. 7×7 mm. Der Spin des Myons, der zunächst antiparallel zur Flug-

¹Die Zyklotronfrequenz des PSI beträgt 50.63MHz, die des TRIUMF 23.06MHz.

²PSI: www.psi.ch — TRIUMF: www.triumf.ca

³Spallationsinduzierte Neutronenquelle

⁴GPS steht für *General Purpose Surface Beam*.

richtung zeigt, kann mit Hilfe eines Spinrotators⁵ um bis zu ungefähr 90° aus der Flugrichtung herausgedreht werden. Von der Möglichkeit des Spinrotators wurde für meine Messungen kein Gebrauch gemacht. Er ist nur deshalb erwähnenswert, weil er selbst bei Messungen in Longitudinalfeld-Geometrie den Spin um ca. 10° aus der Achse des Forward- und Backward-Detektors herausdreht. Dies führt bei internen Feldern in der Probe zu einer Verbreiterung des rotierenden Signals.

Ein Helium-Durchflußkryostat der Quantum Technology Corporation⁶ erlaubt die Variation der Proben temperatur zwischen 2K und Raumtemperatur. Zum Anlegen von Magnetfeldern stehen der Magnet WED⁷ für Longitudinalfelder bis 0.6T und ein weiterer Magnet WEP für kleine Transversalfelder bis 10mT zur Verfügung.

Das LTF-Spektrometer:

Das LTF-Spektrometer wird durch den gleichen Strahl wie das π M3-Spektrometer bedient. Bis 1995 wurde der Strahl durch einen Ablenkmagneten entweder zum π M3- oder zum LTF-Spektrometer geleitet, so daß jeweils nur eines der beiden Spektrometer in Betrieb war. Seit August 1995 teilt ein Septupolmagnet den Strahl auf beide Spektrometer auf. Da der Spinrotator vor dem Septupolmagneten steht, ist die Richtung des Myonen spins in beiden Experimentiereinrichtungen gleich.

In der LTF (= low-temperature facility) kann die Probe mit einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten von Oxford Instruments bis auf 10mK heruntergekühlt werden. Mit einem supra leitenden Magneten lassen sich Felder bis zu 3T in longitudinaler Richtung anlegen, ein Helmholtzmagnet erlaubt Transversalfelder bis zu 10mT.

3.2.2 Die verwendeten Meßplätze am TRIUMF

Am TRIUMF stehen den externen Benutzern mehrere Spektrometer mit Oberflächenmyonen zur Verfügung. Der Strahlstrom des Zyklotrons ist etwa eine Größenordnung kleiner als am PSI, was für μSR -Anwendungen aber keinen Nachteil darstellt. Der Auftreffort des Myonenstrahls auf die Probe hat sich am TRIUMF als extrem stabil erwiesen, weshalb die experimentabhängigen Parameter (die relative Detektoreffizienz α und die Asymmetrien der Probe und des Silberhintergrunds) für eine Meßreihe an einer Probe als konstant angenommen werden können. Dies ist bei der Auswertung der Spektren ein wesentlicher Vorteil gegenüber den Messungen am PSI.

Das M13-Spektrometer:

Das Omni-Spektrometer an der M13-Beamline hat einen Strahldurchmesser von ca. 10 – 20mm und einen im Vergleich zu den übrigen Myonen-Beamlines um eine Größenord-

⁵Eine Kombination aus einem elektrischen Feld, das nur den Impuls beeinflusst, und einem magnetischen, das Impuls und Spin dreht.

⁶Bis 1994 wurde ein vom Physik-Institut der Universität Zürich gebauter ^4He -Durchflußkryostat eingesetzt.

⁷Ein Netzgerät WED für Felder bis 0.6T und ein Netzgerät WEDL für kleine Felder bis 15mT

nung kleineren Fluß. Mit einem Helium-Durchflußkryostaten läßt sich die Proben-temperatur zwischen 2K und Raumtemperatur variieren. Es können Longitudinalfelder bis 0.35T und Transversalfelder bis ca. 20mT angelegt werden.

Das M15-Spektrometer:

Die M15-Beamline bietet einen hohen Myonenfluß und die Möglichkeit der Spinrotation. Es können verschiedene Spektrometer an dieser Beamline benutzt werden, u.a. auch ein Spektrometer mit $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat und einer supraleitenden Magnetspule für bis zu 5T. Während der einzigen M15-Strahlzeit, bei der im Rahmen dieser Arbeit Messungen vorgenommen wurden, wurde ein Omni-Spektrometer mit Veto-Detektor verwendet.

3.3 Auswertung der μ SR-Messungen

Die Auswertung der μ SR-Spektren erfolgte mit der von Wolfgang Kopmann geschriebenen Auswertungssoftware *wkfit* der Arbeitsgruppe. Diese erlaubt es, verschiedene vordefinierte oder benutzerdefinierte Funktionen in der Zeitdomäne an die Asymmetriplots oder Einzelhistogramme anzupassen.

Ich habe meine Meßdaten als korrigierte Asymmetriplots ausgewertet. Die relative Detektoreffizienz α wurde für jede Meßserie mit Hilfe eines TF-Experiments bei Temperaturen oberhalb der magnetischen Ordnung bestimmt und dann bei den ZF-Fits festgehalten oder nur leicht variiert. Die Proben wurden mit Ausnahme der Messungen am M15 auf einer Silberplatte montiert, so daß alle an der Probe vorbei- oder durch sie hindurchfliegenden Myonen in dieser Silberplatte gestoppt werden und ein *Silberhintergrundsignal* liefern. Für diesen Silberhintergrund wurde bei Nullfeld- und Longitudinalfeldmessungen stets die folgende Fitfunktion verwendet:

$$A_{Ag}(t) = A_{0_{Ag}} \cdot \exp(-\lambda_{Ag}t) \quad \text{mit } \lambda_{Ag} = 0.001\mu\text{s}^{-1} \quad (3.1)$$

In der magnetisch geordneten Phase beobachtet man in Pulverproben, wie bereits in Kapitel 2 erwähnt, eine Summe aus einem nichtrotierenden und einem rotierenden Signal mit dem relativen Anfangsverhältnis von 1:2 (s. Gl. 2.9). Bei Berücksichtigung von statischen Inhomogenitäten von B_{lok} und dynamischer Dämpfung wird daraus die Fitfunktion:

$$A(t) = A_0 \cdot \left[\frac{1}{3} \exp(-\lambda_L t) + \frac{2}{3} \exp(-\lambda_T t) \cos(2\pi\nu t) \right] \quad (3.2)$$

Dabei sind λ_L und λ_T die longitudinale und transversale Dämpfungsrate und ν die Myonenspinrotationsfrequenz, die über $2\pi\nu = \gamma_\mu B_{lok}$ mit dem lokalen Magnetfeld B_{lok} verknüpft ist.

Kapitel 4

Die Ergebnisse der Messungen an den Eu-dotierten Proben

Obwohl die Messungen an der Nd-dotierten Probenserie zeitlich vor denen an der Eu-dotierten Serie liegen, bietet es sich an, bei der Präsentation der Meßergebnisse mit dem europiumdotierten System zu beginnen. Ich stelle daher nun zunächst die Ergebnisse unserer Experimente an den Eu-dotierten Proben vor.¹ Alle Proben zeigen unterhalb einer Temperatur T_O , die stark von der Sr-Dotierung abhängt, ein spontanes Myonenspinpräzessionsignal im Nullfeldexperiment. Dies ist ein sicheres Indiz für das Einsetzen statischer magnetischer Ordnung. Im paramagnetischen Bereich darüber ist die elektronische Dämpfung bis wenige Kelvin oberhalb von T_O sehr klein ($\lambda_{el} < 0.01\mu\text{s}^{-1}$), und die quasistatischen Kernmomente verursachen den überwiegenden Anteil an der Myonendepolarisation. LF-Entkopplungsexperimente (s. Abb. 4.1) liefern Werte von $\Delta \approx 0.14 - 0.18\mu\text{s}^{-1}$ für die Breite der als gaußförmig angenommen Feldverteilung (s. Gl. 2.12). Eine Dotierungsabhängigkeit wurde im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht gefunden und ist nur in geringem Umfang zu erwarten (s. Abschnitt 6.1). Dieser Wert ist im Einklang mit Messungen von Pomjakushin et al. [205] an $\text{La}_2\text{CuO}_{4.03}$ und von Lappas et al. [146–148] an $\text{La}_{1.875}(\text{Ba}, \text{Sr})_{0.125}\text{CuO}_4$.

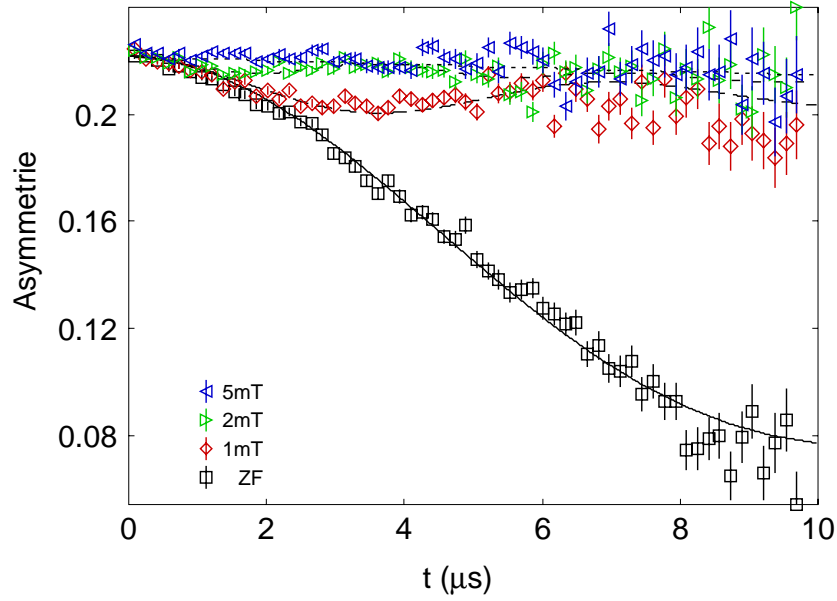
Bei tieferen Temperaturen wird das Verhalten der Proben sehr stark durch die Strontiumdotierung y bestimmt, weshalb ich die weitere Vorstellung der Ergebnisse unterhalb von T_O in vier Dotierungsbereiche einteile:

4.1 Strontiumdotierungen unter 0.02

4.1.1 Die Eu-dotierten Proben

Es wurde zunächst versucht, die μSR -Spektren im magnetisch geordneten Bereich als Summe aus einem Pulverprobensignal (s. Gl. 3.2) und einem Silberhintergrundsignal (s. Gl. 3.1) zu fitten. Bei Annäherung an T_O zeigt sich aber, daß die Anfangsasymmetrie des rotierenden Signals abnimmt und gleichzeitig die Anfangsasymmetrie des nichtrotieren-

¹Im Anhang A.2 findet sich eine nach Proben sortierte tabellarische Aufstellung der Messungen.

Abbildung 4.1: Entkopplungsexperiment an $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$ bei 50K

den Anteils zunimmt. Der magnetische Übergang ist offensichtlich durch mikroskopische Inhomogenitäten über einen gewissen Temperaturbereich verschmiert, so daß sich ein Teil der Probe schon in der paramagnetischen Phase befindet, während der Rest noch geordnet ist. Borsa et al. [22, 23] sehen eine ähnliche Entwicklung in ihren μSR -Messungen an $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit Strontiumdotierungen $y < 0.02$. Die folgende Fitfunktion beschreibt die μSR -Spektren im gesamten Temperaturbereich unterhalb von T_O sehr gut²:

$$A(t) = A_{0_{pr}} \cdot \left[\left(1 - p_{para} \right) \cdot \left(\frac{1}{3} \exp(-\lambda_L t) + \frac{2}{3} \exp(-\lambda_T t) \cos(2\pi \nu t) \right) + p_{para} \cdot \exp(-\lambda_L t) \right] + \text{Silberhintergrund} \quad (4.1)$$

Die Zahl der Parameter wird dabei so gering wie möglich gehalten. Die Anfangsasymmetrie $A_{0_{pr}}$ sowie der Silberhintergrund sind für alle Temperaturen als konstant angenommen. Somit ergeben sich nur vier temperaturabhängige Parameter, die Rotationsfrequenz ν , die longitudinale und die transversale Dämpfungsrate λ_L und λ_T und der relative Anteil p_{para} der paramagnetischen Phase. Niedermayer et al. [193] und Luke et al. [161] verwenden statt der exponentiellen Dämpfung des rotierenden Signals eine gaußförmige Dämpfung. Versuche mit einem freien Exponenten β zwischen 1 und 2 für die Dämpfungsfunktion $\exp([-\lambda_T t]^\beta)$ führten bei meinen Meßdaten jedoch stets zu Werten von nahezu 1.

Abbildung 4.2 zeigt den Temperaturverlauf der Myonenspinrotationsfrequenz ν für die Strontiumdotierungen $y = 0.014, 0.016$ und 0.018 . Das Verhalten zwischen 25K und T_O

²Lediglich im Bereich knapp unterhalb von T_O zeigen sich kleinere Abweichungen.

sieht qualitativ so aus, wie man es für einen Übergang 2. Ordnung erwartet. Die Myonenfrequenz, die ein Maß für die Untergittermagnetisierung und damit für den Ordnungsparameter ist, wächst bei Unterschreiten von T_O von Null aus kontinuierlich an und nähert sich einem Sättigungswert ν_{sat} an. Sowohl die Ordnungstemperatur T_O als auch die Sättigungsfrequenz ν_{sat} (bei Nichtberücksichtigung des Temperaturbereichs unterhalb von 25K) werden durch die Strontiumdotierung reduziert³. Bei der Probe mit $y = 0.014$ ist bei ca. 130K ein kleiner Sprung im $\nu(T)$ -Plot zu erkennen. Dieser wird mit hoher Wahrscheinlichkeit durch den in diesem Temperaturbereich mit anderen Meßmethoden beobachteten LTO-Pccn-Übergang hervorgerufen. Auch bei den beiden anderen Proben ist andeutungsweise eine kleine Diskontinuität bei 120 – 125K ($y = 0.016$) bzw. 110 – 120K ($y = 0.018$) sichtbar, was sich mit den LTO-Pccn-Übergangstemperaturen deckt. Unterhalb von 25K beobachtet man einen zweiten Anstieg der Frequenz, der für alle drei Proben für $T \rightarrow 0$ bei $\approx 4.8\text{MHz}$ einmündet. Es sieht wie ein zweiter Phasenübergang aus.

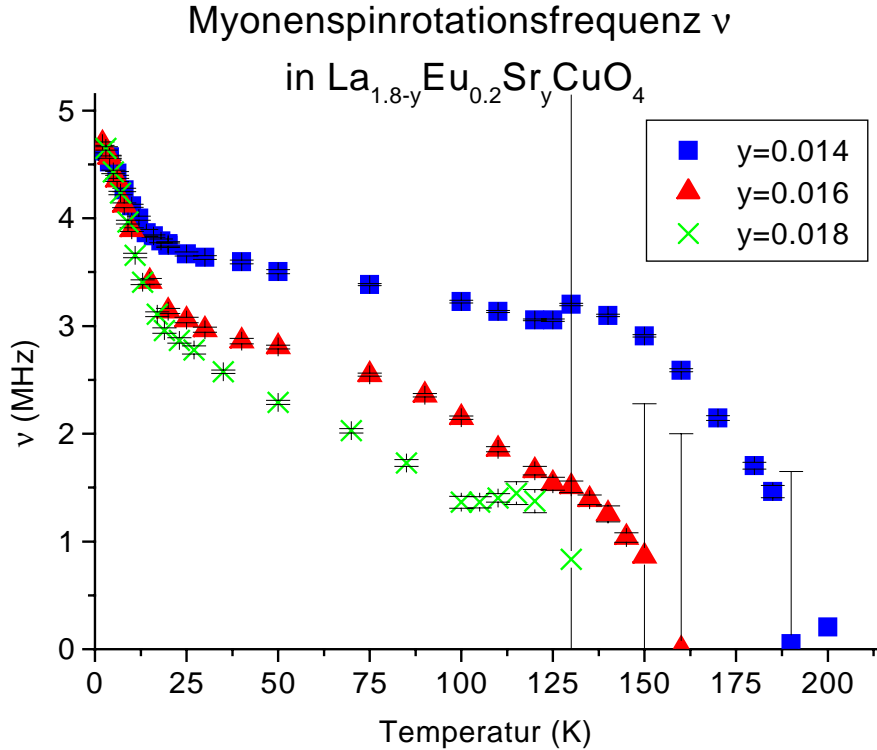


Abbildung 4.2: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenz ν in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018

Die Auftragung des relativen Anteils p_{para} des paramagnetischen Signals über der Temperatur (s. Abb. 4.3) offenbart, daß alle drei Proben bei sehr tiefen Temperaturen vollständig in die magnetisch geordnete Phase übergehen. Mit steigender Sr-Dotierung wird der magnetische Übergang aber offensichtlich breiter. Das bedeutet, daß entweder die Inhomogenität größer wird oder $\frac{dT_O}{dy}$ zunimmt.

³Die ermittelten Werte sind in Tabelle 4.1 angegeben.

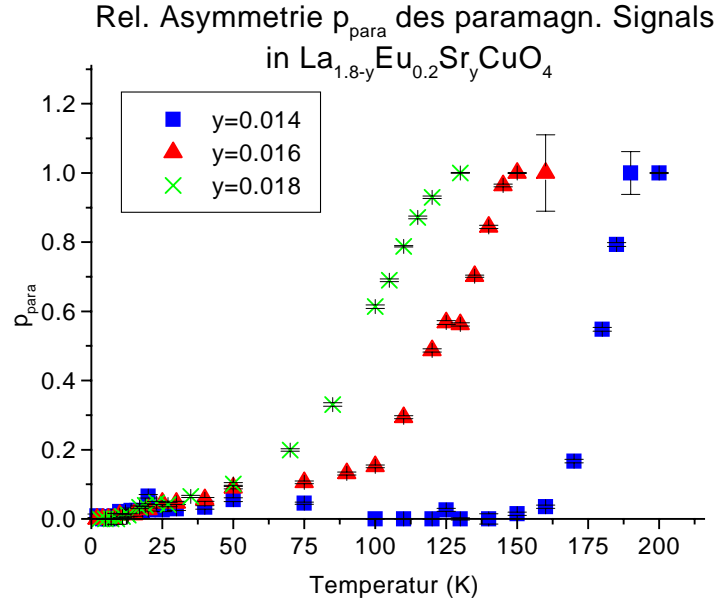


Abbildung 4.3: Temperaturabhängigkeit des relativen Signalanteils p_{para} des paramagnetischen Signals in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018

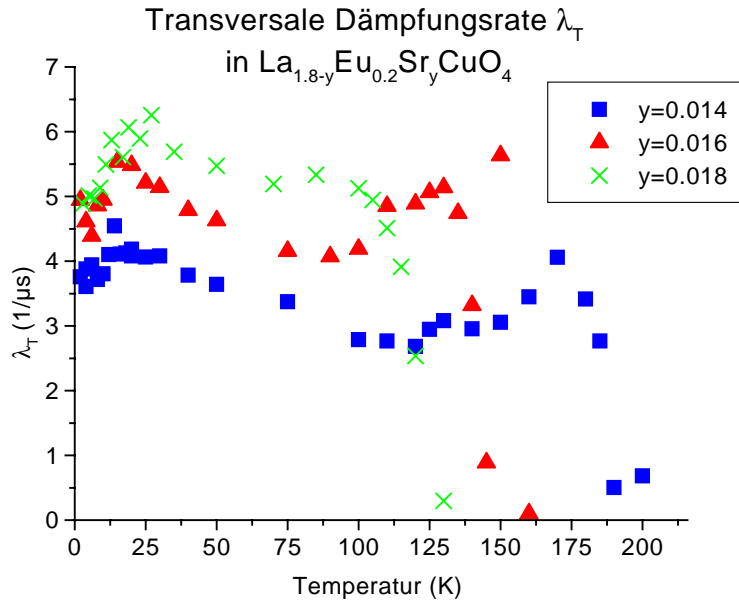


Abbildung 4.4: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate λ_T in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018 . Die Fehlerbalken sind aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit weggelassen.

Die transversale Dämpfungsrate λ_T sollte am magnetischen Übergang einen scharfen Peak aufweisen, was aber durch die Verschmierung des Phasenübergangs nur undeutlich zu erkennen ist (s. Abb. 4.4). Darunter ist λ_T annähernd konstant bei relativ hohen Dämpfungswerten. Zwischen 0 und 25K ist ein zweites schwaches Maximum erkennbar, ein weiteres Indiz dafür, daß dort ein zweiter Phasenübergang auftritt.

Theoretisch ist die longitudinale Dämpfungsrate λ_L in der μ SR ebenso wie in der NMR ein gut geeigneter Parameter zur Beobachtung von Phasenübergängen. Sie ist aber leider aus unseren μ SR-Messungen nicht leicht mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Bei festgehaltener relativer Detektoreffizienz α und festgehaltenen Anfangsasymmetrien der Probe und des Silberhintergrunds können sich kleine Veränderungen des Auftrefforts des Myonenstrahls auf die Probe in λ_L niederschlagen. Dennoch erkennt man in Abbildung 4.5 ein breites Maximum bei T_O . Unterhalb von 25K zeigen alle drei Proben einen viel deutlicheren Peak (s. Inset von Abb. 4.5). LF-Experimente an $\text{La}_{1.786}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.014}\text{CuO}_4$ mit Feldern bis 0.2T zeigen ebenso, daß bei ca. 9K die dynamische Dämpfung maximal wird, d.h. $\omega_0^{-1} \approx \tau_c$. Es findet also ein zweiter Phasenübergang bei $\approx 10\text{K}$ statt, bei dem weitere Spinfreiheitsgrade einfrieren.

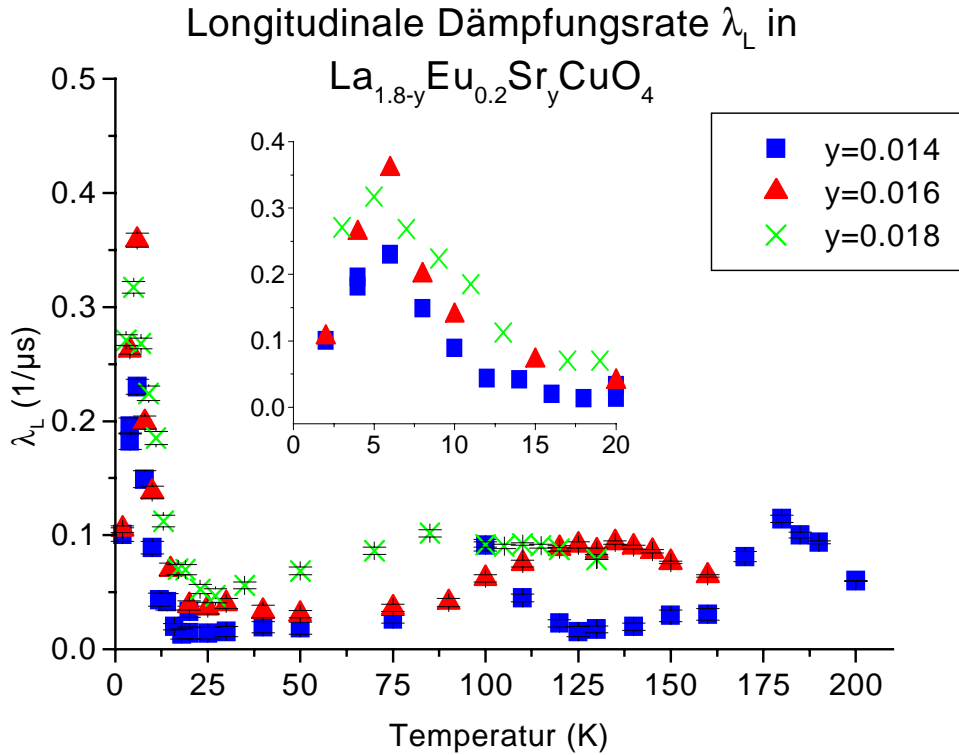


Abbildung 4.5: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate in den Proben $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.016$ und 0.018 . Das Inset zeigt den Temperaturbereich zwischen 0 und 20K vergrößert.

In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten aus den Fits ermittelten Parameter angegeben. Es sind dies die Ordnungstemperatur T_O (ermittelt aus den Temperaturplots der Frequenz),

die Sättigungsfrequenz ν_{sat} (bei Nichtberücksichtigung des Temperaturbereichs unterhalb von 25K) und die Temperatur T_f des 2. Übergangs (aus der Lage des Peaks von $\lambda_L(T)$). Bei einem inhomogenen magnetischen Übergang, wie er hier beobachtet wird, liefert die verwendete Art der Bestimmung von T_O nicht den Mittelwert über die Probe sondern den Wert $T_O(y)$ für die Dotierung y mit der höchsten Übergangstemperatur. Die Werte, die man für T_O aus der Lage des Maximums in λ_T oder λ_L erhält, liegen um ca. 10 – 20K unter dieser Temperatur.

Sr-Konzentration y	$T_O(K)$	$\nu_{sat}(MHz)$	$T_f(K)$
0.014	190 ± 5	3.7 ± 0.3	7 ± 2
0.016	160 ± 5	3.3 ± 0.3	8 ± 2
0.018	135 ± 5	3.0 ± 0.3	7 ± 2

Tabelle 4.1: Aufstellung der aus den Fits bestimmten Parameter für die Sr-Dotierungen $y = 0.014, 0.016$ und 0.018 .

Ich möchte nicht verschweigen, daß die Probe $La_{1.782}Eu_{0.2}Sr_{0.018}CuO_4$ bei ersten Messungen im Juli 1996 ein anderes Bild lieferte als im Januar/Februar 1997. Die Messungen im Juli '96 wurden an einem Pellet durchgeführt, weshalb das Probensignal sehr gering war. Dennoch war deutlich das Verschwinden der spontanen Rotationsfrequenz bei etwa 17K zu erkennen. Die Probe wurde im Anschluß an die Messungen nach Köln zurückgeschickt. Im Januar'97 standen uns ca. 3 Pellets zur Verfügung, darunter auch das Pellet vom Juli'96. Sie waren kurz vor der Meßzeit nochmals gemeinsam durchreduziert worden. Das Verhalten der Probe im Sommer 1996 läßt sich eher dem Dotierungsbereich $0.02 \leq y \leq 0.08$ (Abschnitt 4.2) zuordnen. Über die möglichen Ursachen wird in Kapitel 6 spekuliert.

4.1.2 Vergleichsproben

μ SR-Messungen von Borsa et al. [22, 23] und NQR-Messungen von Chou et al. [53] an $La_{2-y}Sr_yCuO_4$ mit $y < 0.02$ zeigen qualitativ das gleiche Verhalten wie unsere Eu-dotierten Proben. Um dies näher zu beleuchten, wurden von uns auch zwei Proben ohne Eu-Dotierung, also ohne LTO-Pccn-Übergang, untersucht: $La_{1.983}Sr_{0.017}CuO_4$ und $La_{1.983}Sr_{0.017}Cu_{0.85}Zn_{0.15}O_4$. Beide Proben sollten annähernd die gleiche Néeltemperatur von $\approx 100K$ zeigen, jedoch sollte die Mobilität der Ladungsträger in der zinkdotierten Probe stark eingeschränkt sein [117].

Vergleichsprobe $La_{1.983}Sr_{0.017}CuO_4$

Unsere μ SR-Spektren der $La_{1.983}Sr_{0.017}CuO_4$ -Probe lassen sich nur oberhalb von 20K mit der Fitfunktion in Gleichung 4.1 gut beschreiben. Für $T \leq 20K$ ist stattdessen die Verwendung zweier Pulverprobensignale (wie in Gl. 3.2) vonnöten. Es konnte aus Zeitgründen nur zwischen 2 und 50K gemessen werden, was den Vergleich mit den Eu-Proben weiter erschwert, da T_O oberhalb von 50K liegt. Die niedrigere Frequenz ν_2 wächst von

Null bei 20K auf 5MHz bei 2.0K an (s. Abb. 4.6). Die höhere Frequenz ν_1 zeigt einen komplizierten Verlauf. Wenn man aber annimmt, daß die beiden Punkte bei 24 und 30K Fitartefakte durch das Verschwinden der zweiten Frequenz sind⁴, so ist der qualitative Verlauf von ν_1 vergleichbar mit dem der Eu-Proben und mit Borsa et al. [22, 23]. Der Wert von $\nu_1 = 5.4\text{MHz}$ bei 2K stimmt gut mit dem von Borsa et al. überein und ist ca. 0.5 - 0.9MHz größer als bei den Eu-dotierten Proben.

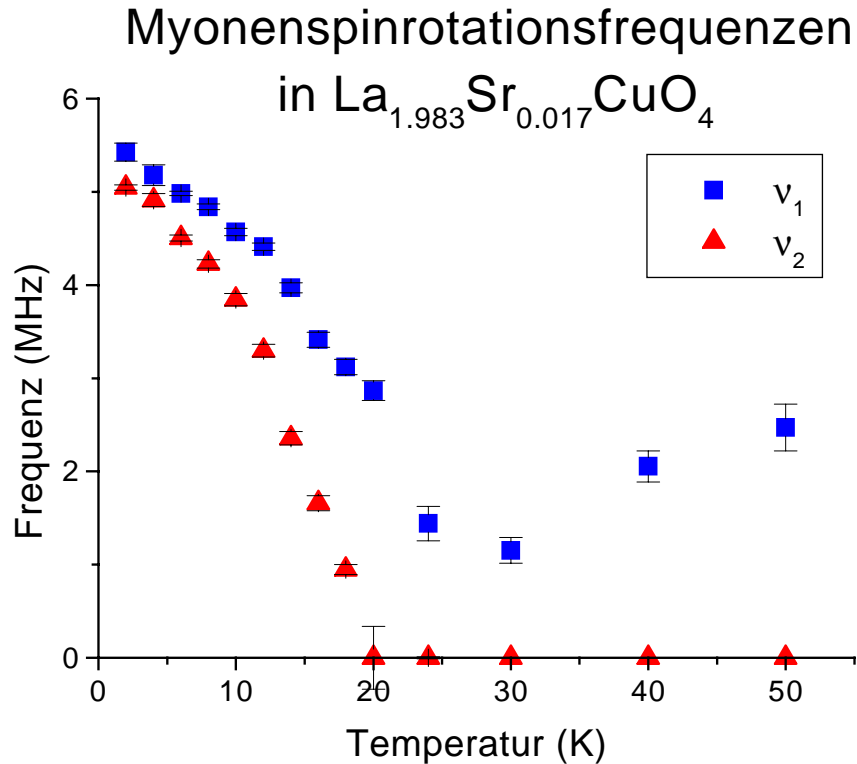


Abbildung 4.6: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$

Vergleichsprobe $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$

Die Spektren der zinkdotierten Probe werden sehr gut durch die Fitfunktion Gl. 4.1 beschrieben. Unterhalb von 50K ist der paramagnetische Signalanteil p_{para} kleiner als 3%. Die Auftragung der Myonenspinrotationsfrequenz ν über der Temperatur (s. Abb. 4.7) zeigt mit sinkender Temperatur einen glatten Anstieg des lokalen B-Feldes am Myonenort (und damit der Untergittermagnetisierung) ohne Anzeichen für einen weiteren Übergang unterhalb von 25K. Die Zinkdotierung unterdrückt also den zweiten Übergang. Für $T \rightarrow 0$ strebt ν gegen $\approx 4.6\text{MHz}$

⁴Das zweite Pulverprobensignal hat in diesem Temperaturbereich 60% der Proben-Anfangsasymmetrie.

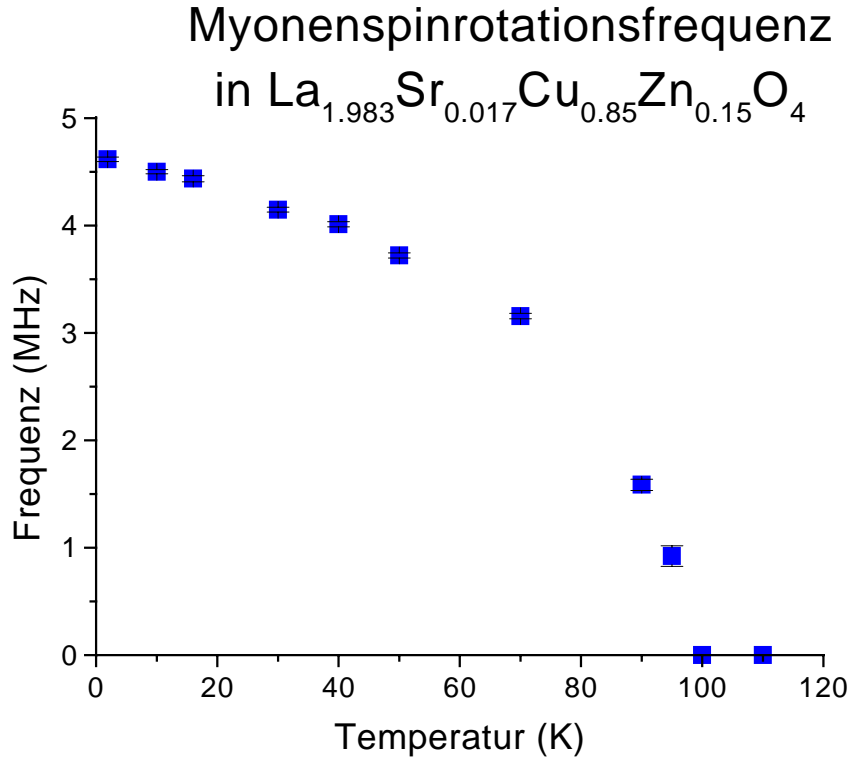


Abbildung 4.7: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenz ν in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$

4.2 Strontiumdotierungen zwischen 0.02 und 0.08

Der steile Abfall der Ordnungstemperatur T_O mit steigender Strontium-Konzentration läßt ein Verschwinden der magnetischen Ordnung ab Sr-Dotierungen von $y \approx 0.02$ erwarten. Dennoch beobachtet man auch in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $0.02 \leq y \leq 0.08$ bei tiefen Temperaturen spontane Myonenspinrotation. Sowohl der Fit mit einem einfachen Pulverprobensignal (Gl. 3.2) als auch der Versuch mit der Fitfunktion in Gleichung 4.1, die den niedrigdotierten Bereich sehr gut beschreibt, führten zu keiner befriedigenden Beschreibung der μSR -Spektren. Die Spektren zeigen im Frequenzraum einen sehr breiten und nicht mehr symmetrischen Peak. Deutliche Verbesserungen der χ^2 -Summe erbrachte die Verwendung zweier Pulverprobensignale:

$$\begin{aligned}
 A(t) = A_{0pr} \cdot & \left[\left(1 - p_{Sig2} \right) \cdot \left(\frac{1}{3} \exp(-\lambda_L t) + \frac{2}{3} \exp(-\lambda_{T1} t) \cos(2\pi\nu_1 t) \right) \right. \\
 & + p_{Sig2} \cdot \left(\frac{1}{3} \exp(-\lambda_L t) + \frac{2}{3} \exp(-\lambda_{T2} t) \cos(2\pi\nu_2 t) \right) \left. \right] \\
 & + \text{Silberhintergrund}
 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Um die Zahl der Parameter dennoch klein zu halten, wurde für beide Signale nur eine longitudinale Dämpfungsrate λ_L angefitet und die relative Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals für jede Probe jeweils im gesamten Temperaturbereich unterhalb von T_O konstant gehalten⁵. Die Messungen vom Juli'96 an der Probe mit $y = 0.018$ wurden wegen der geringen Probenasymmetrie mit nur einem Pulverprobensignal gefittet. Die Fitparameter sind daher nur bedingt mit denen der übrigen Dotierungen zu vergleichen. Ich stelle hier stellvertretend für die übrigen Proben dieses Dotierungsbereichs die Plots der 0.02er-Probe vor, die Plots der übrigen Dotierungen finden sich in Anhang B. Die wichtigsten aus den Fits bestimmten Parameter sind in Tabelle 4.2 angegeben.

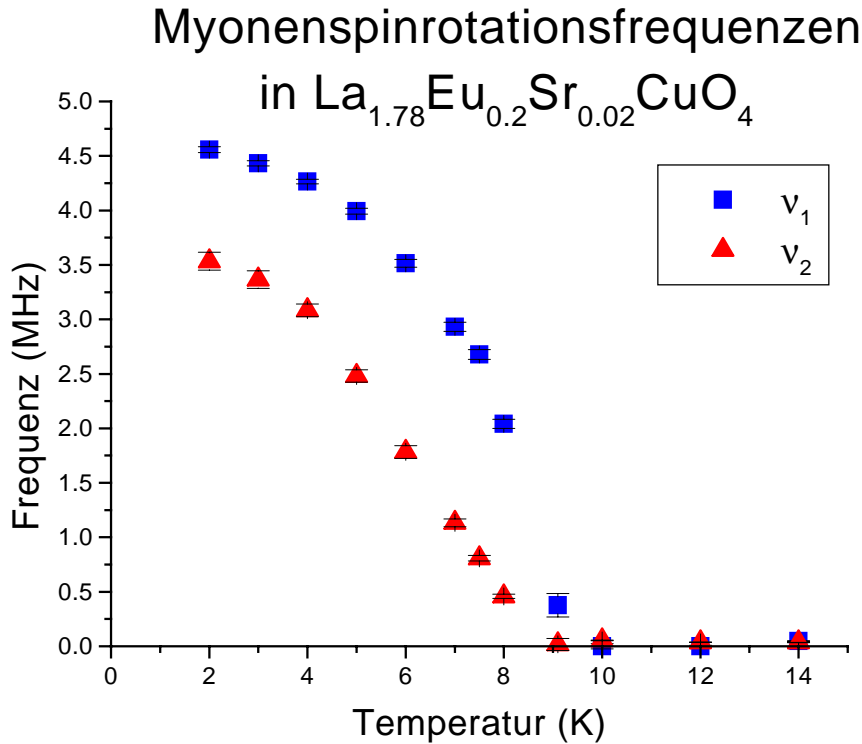


Abbildung 4.8: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen v_1 und v_2 in $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$

Die beiden Myonenfrequenzen steigen für alle Proben dieses Dotierungsbereichs unterhalb T_O mit sinkender Temperatur kontinuierlich an (s. Abb. 4.8). Dabei nehmen T_O und die Sättigungsfrequenz v_{1sat} des ersten Signals⁶ mit zunehmender Strontiumdotierung y ab. Für die Probe mit $y = 0.02$ ist v_{1sat} praktisch gleich groß wie $v(T \rightarrow 0)$ der niedrigdotierten Proben ($y = 0.014 - 0.018$).

⁵Eine weitere Reduktion der Parameter, z.B. auf eine gemeinsame transversale Dämpfungsrate, bringt deutliche Einbußen in der χ^2 -Summe.

⁶Das erste Signal beschreibt im wesentlichen den Peak im Fourierspektrum, während das zweite Signal zum Anpassen der asymmetrischen Form dieses Peaks benötigt wird.

Die transversale Dämpfungsrate λ_{T1} des ersten Signals weist bei T_O ein deutliches Maximum auf, bleibt aber auch unterhalb von T_O auf einem hohen Niveau (s. Abb. 4.9). λ_{T2} ist bei T_O sehr klein und nimmt mit sinkender Temperatur kontinuierlich zu.

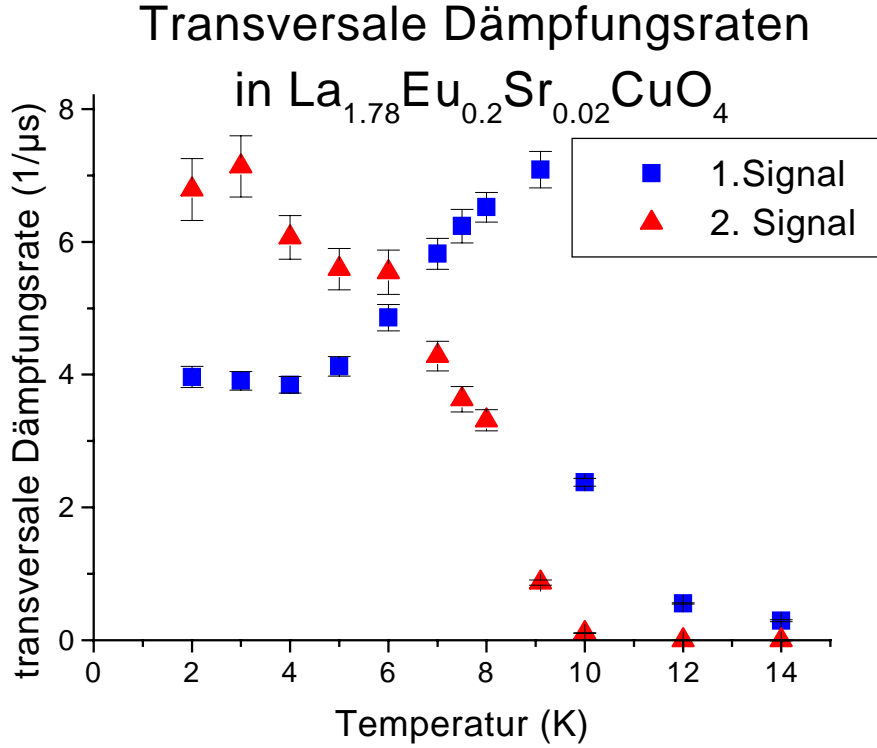


Abbildung 4.9: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsraten in $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$

Die longitudinale Dämpfung λ_L zeigt ein deutliches Maximum knapp unterhalb von T_O (s. Abb. 4.10). Der qualitative Verlauf ist bei allen Proben gleich, aber das Maximum für die Dotierung $y = 0.02$ ist deutlich größer als bei allen übrigen Dotierungen des Bereichs $0.00 \leq y \leq 0.08$.

Sr-Konzentration y	T_O (K)	ν_{1sat} (MHz)	p_{Sig2}
0.018	17 ± 3	4.6 ± 0.5	—
0.02	9 ± 1	4.6 ± 0.3	0.42
0.04	7 ± 1	3.8 ± 0.4	0.25
0.08	6 ± 1	3.0 ± 0.4	0.42

Tabelle 4.2: Ordnungstemperatur T_O , Sättigungsfrequenz ν_{1sat} und relative Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals für den Sr-Dotierungsbereich $0.018 \leq y \leq 0.08$

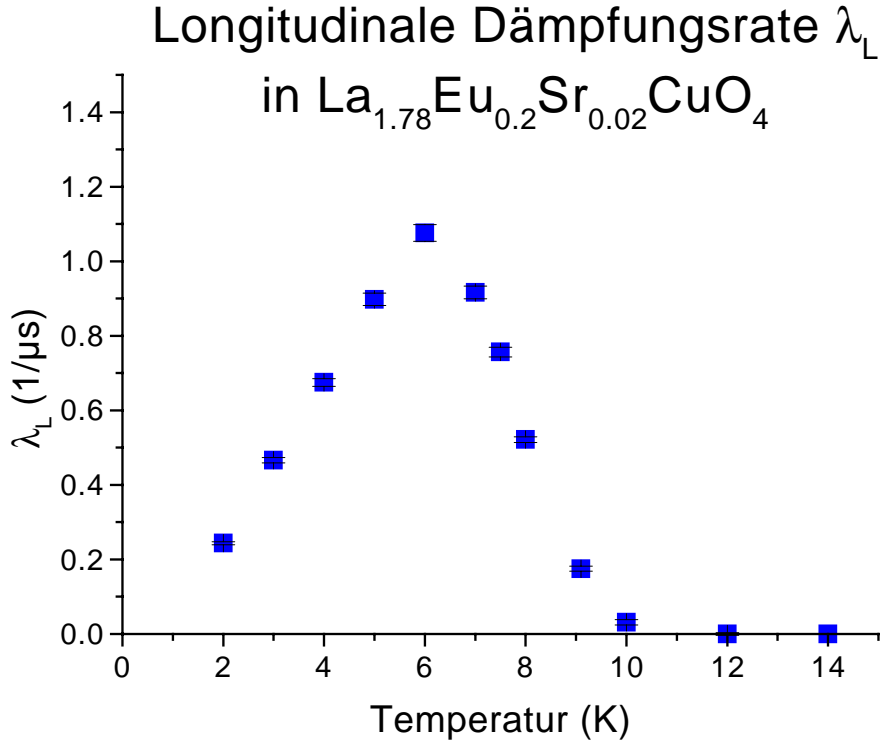


Abbildung 4.10: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$

4.3 Strontiumdotierungen zwischen 0.10 und 0.18

Wir kommen nun zu dem Dotierungsbereich, bei dem in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ Volumensuperleitung mit Übergangstemperaturen von bis zu 40K beobachtet wird, und in dem dynamische (in der LTO-Phase) bzw. statische (in der LTT-Phase) Streifen als Grundzustand diskutiert werden. In unseren μSR -Messungen an den Europium-dotierten Proben (LTT-Phase) sehen wir deutlich das Einsetzen von magnetischer Ordnung. Schon die Tatsache, daß die Ordnungstemperatur T_O entgegen dem für die Sr-Dotierungen $y < 0.10$ festgestellten Trend wieder anwächst und bei $y = 0.12$ mit 27K ein Maximum aufweist, erfordert, daß man diesen Dotierungsbereich von dem vorherigen trennt. Auch in diesem Falle schlugen Fitversuche mit einem einfachen Pulverprobensignal (Gl. 3.2) und auch mit der Fitfunktion in Gleichung 4.1 fehl. Die Verwendung zweier Pulverprobensignale erbrachte wiederum deutliche Verbesserungen der χ^2 -Summe, und so wurde die Fitfunktion in Gleichung 4.2 zur Beschreibung der Spektren benutzt. Bei den am M15 vermessenen Proben $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.12, 0.15$ und 0.18 war es nötig, zu den zwei Pulverprobensignalen mit gemeinsamer longitudinaler Dämpfung λ_L noch ein zusätzliches exponentiell gedämpftes Signal hinzuzunehmen:

$$A(t) = A_{0_{pr}} \cdot \left[\left(1 - p_{Sig2} \right) \cdot \left(\frac{1}{3} \exp(-\lambda_L t) + \frac{2}{3} \exp(-\lambda_{T1} t) \cos(2\pi v_1 t) \right) \right. \\ \left. + p_{Sig2} \cdot \left(\frac{1}{3} \exp(-\lambda_L t) + \frac{2}{3} \exp(-\lambda_{T2} t) \cos(2\pi v_2 t) \right) \right] \\ + A_{0_z} \cdot \exp(-\lambda_z t) \quad (4.3)$$

Durch die Verwendung der Vetologik am M15 konnte ohne Silber als Probenhintergrund gearbeitet werden, die Spektren sind also frei von einem Silberhintergrundsignal. Das zusätzliche Signal stammt demzufolge mit hoher Wahrscheinlichkeit von der Probe, es könnte aber auch ein Artefakt der Vetologik sein.

Für die Probe mit $y = 0.12$ wurde die relative Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals zu 0.50 bestimmt. Die Messung an $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ bei 11.5K ist wegen der guten Statistik besonders aussagekräftig. Diesen Wert habe ich dann für die Proben mit $y = 0.15$ und $y = 0.18$ übernommen, da für diese Proben ein Mittelwert für p_{Sig2} von ungefähr 0.5 mit großer Streuung gefunden wurde.

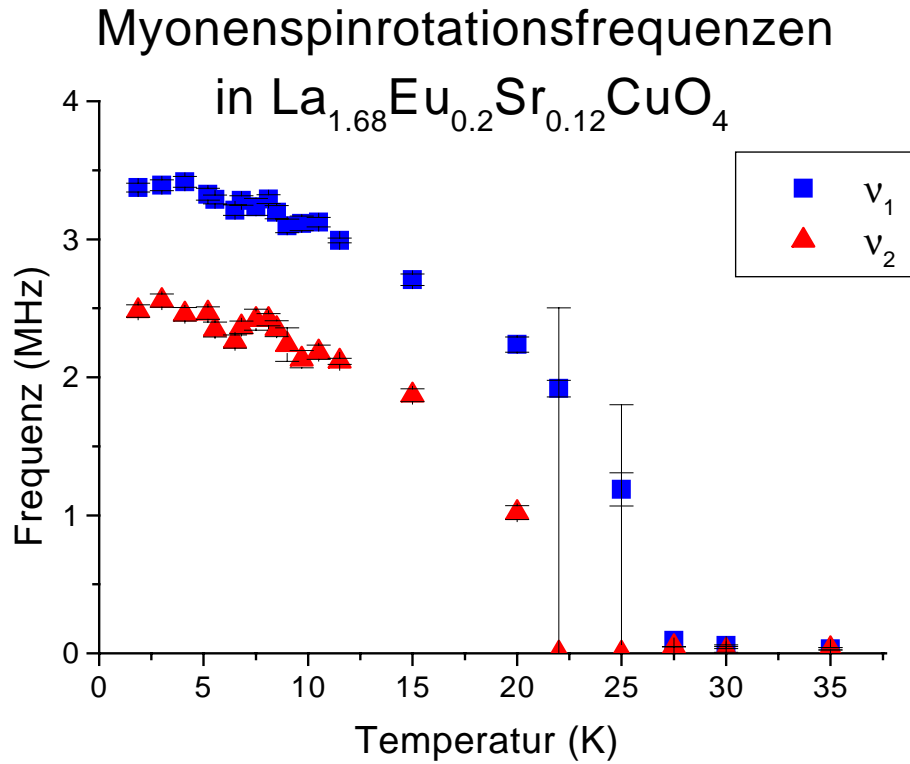


Abbildung 4.11: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen v_1 und v_2 in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$

Die Auftragung der Myonenspinrotationsfrequenzen über der Temperatur (s. Abb. 4.11) unterscheidet sich qualitativ nicht vom Temperaturverlauf der Myonenfrequenzen bei den

Sr-Dotierungen 0.02 bis 0.08. Auffallend ist aber der Wiederanstieg von T_O und v_{1sat} auf ein Maximum bei $y = 0.12$ (vgl. Tab. 4.2 und 4.3). Auch der Verlauf der transversalen Dämpfungsrate weicht oberhalb von 10K qualitativ nicht vom Dotierungsbereich $0.02 \leq y \leq 0.08$ ab. Die transversale Dämpfungsrate λ_{T1} des ersten Signals besitzt bei T_O ein deutliches Maximum, λ_{T2} ist bei T_O noch klein und steigt mit sinkender Temperatur an (s. Abb. 4.12).

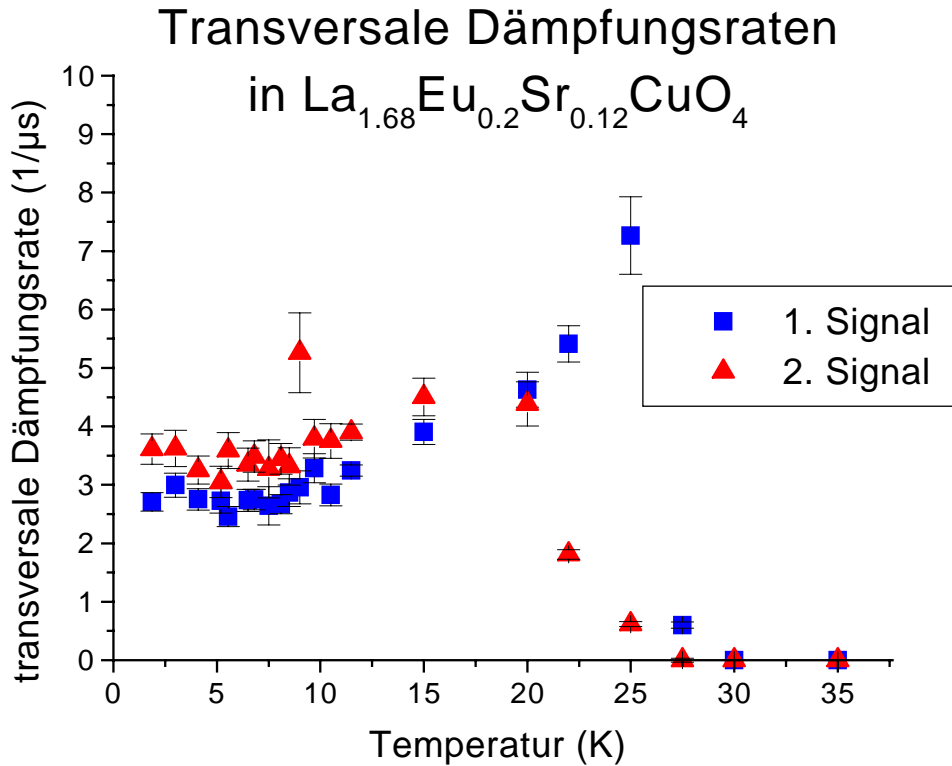


Abbildung 4.12: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$

Die longitudinale Dämpfung λ_L zeigt ein breites Maximum etwa 5 - 10K unterhalb von T_O (s. Abb. 4.13). Die Maximalwerte liegen unterhalb von $0.3\mu\text{s}^{-1}$. Bei tiefen Temperaturen ist λ_L um den Faktor 2-5 kleiner. LF-Entkopplungsexperimente bei $T < 4\text{K}$ belegen, daß eine fast komplett statische Spinordnung erreicht wird (s. Abb. 4.14)⁷.

Die Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in den M15-Messungen ist stark temperaturabhängig (s. Abb. 4.15). Oberhalb von T_O ist λ_z gleich groß wie die longitudinale Dämpfungsrate λ_L der Pulverprobensignale. Mit sinkender Temperatur steigt λ_z annähernd linear an⁸. Die Anfangsasymmetrie A_{0z} des zusätzlichen Signals beträgt ca. 20 – 30% der gesamten Probenanfangsasymmetrie.

⁷Auch im Dotierungsbereich $y \leq 0.08$ beobachtet man eine sehr kleine Spinfluktuationsrate.

⁸Bei der Probe $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ beobachtet man für λ_z unterhalb von T_O einen relativ konstanten Wert von $\approx 6\mu\text{s}^{-1}$.

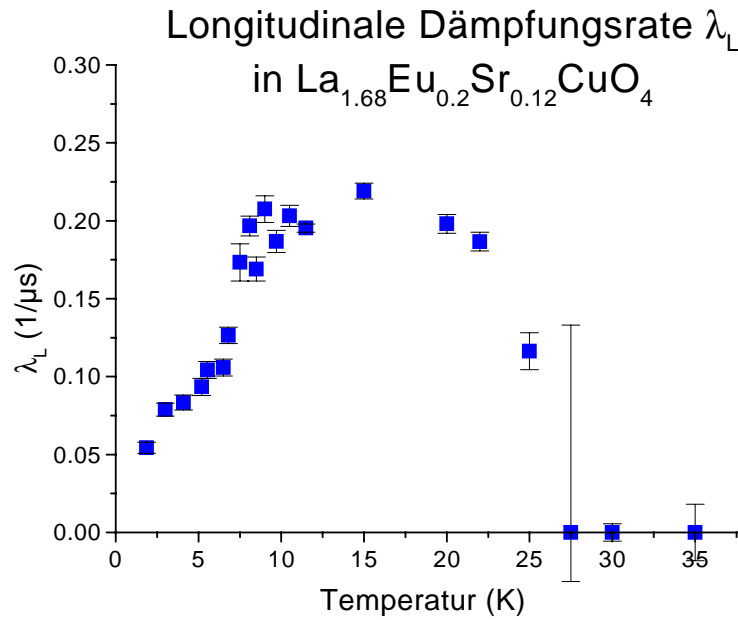


Abbildung 4.13: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$

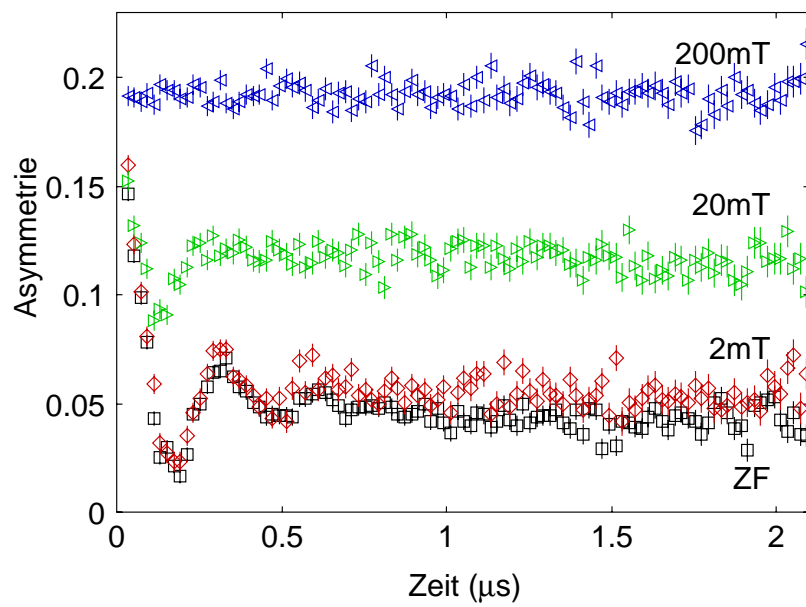


Abbildung 4.14: LF-Entkopplungsexperiment an $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ bei 2K

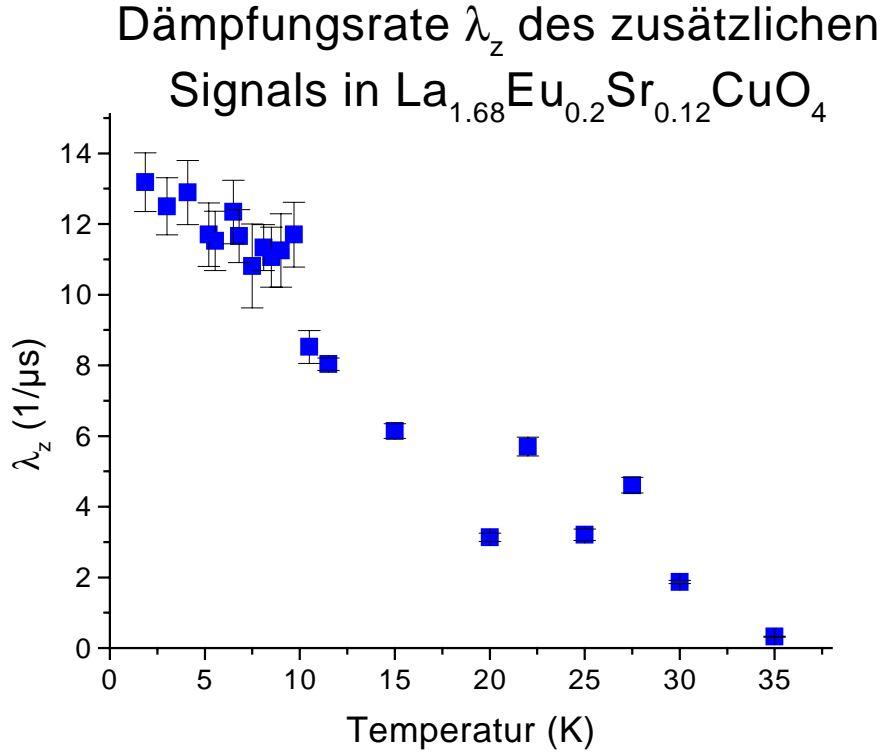


Abbildung 4.15: Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$

Die Ordnungstemperatur T_O steigt zwischen $y = 0.10$ und 0.12 von $14 \pm 2\text{K}$ auf $27 \pm 2\text{K}$ an. Mit weiterer Sr-Dotierung nimmt T_O dann langsam wieder ab (s. Tab. 4.3). Der Vergleich der Proben $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ zeigt, daß T_O zumindest in diesem Strontium-Dotierungsbereich nicht oder nur wenig von der Eu-Konzentration abhängt. Das Maximum von $v_{1_{sat}}$ bei $y = 0.12$ ist weniger deutlich ausgeprägt als das von T_O .

Eu-Konz. x	Sr-Konz. y	$T_O(\text{K})$	$v_{1_{sat}}(\text{MHz})$	p_{Sig2}
0.20	0.10	14 ± 2	3.1 ± 0.2	0.42
0.20	0.12	27 ± 2	3.4 ± 0.3	0.50
0.20	0.15	25 ± 2	3.2 ± 0.3	0.50
0.25	0.15	25 ± 3	3.0 ± 0.2	0.54
0.20	0.18	21 ± 2	2.9 ± 0.3	0.50

Tabelle 4.3: Ordnungstemperatur T_O , Sättigungsfrequenz $v_{1_{sat}}$ und relative Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals für den Sr-Dotierungsbereich $0.10 \leq y \leq 0.18$

4.4 Strontiumdotierung von 0.20

Während die Proben mit Strontiumdotierungen unterhalb von $y = 0.20$ keine oder nur geringe Supraleitung zeigen, beobachtet man in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ schon einen deutlichen supraleitenden Volumenanteil [116]. Daher sollte neben der magnetischen Ordnung auch die Koexistenz von Supraleitung und Magnetismus untersucht werden. Zu diesem Zweck wurde neben der Probe $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ noch eine weitere supraleitende Probe mit gleichem Sr-Gehalt, aber leicht geringerer Eu-Dotierung $x = 0.17$ vermessen. Diese Probe zeigt einen erheblich höheren supraleitenden Volumenanteil von $\approx 80 - 90\%$ [33]. Neben dem *üblichen* Meßprogramm (ZF-Experimente und Entkopplungen in der magnetisch geordneten Phase) wurden noch *Field-Cooled-ZF-Messungen*⁹ durchgeführt. Die deutlichen Unterschiede zwischen Zero-Field-Cooled- und Field-Cooled-Spektren (s. Abb. 4.16) zeigen bereits die Irreversibilitäten, die durch den supraleitenden Volumenanteil auftreten. Der beim Einkühlen im Feld in die Probe eindringende magnetische Fluß wird durch die Supraleitung 2. Art und die nichtsupraleitenden Bereiche nur zu einem geringen Teil unterhalb von T_c aus der Probe verdrängt. Beim Abschalten des Feldes bleiben Flußschläuche an Pinning-Zentren haften und verkippen aus der Longitudinalfeldrichtung (vgl. [110]). Die Myonen sehen die gepinnten und verkippten Flußschläuche als eine breite, von Null verschiedene Feldverteilung.

4.4.1 Zero-Field-Cooled-Messungen

In den Zero-Field-Cooled-Spektren sieht man bei $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ das Einsetzen magnetischer Ordnung bei ca. 12 K, während bei $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ bei der tiefsten Meßtemperatur von 1.95 K noch keine magnetische Ordnung erreicht ist. Es liegen aber bereits Anzeichen für ein Verlangsamen der Spinfluktuationen vor (s. Abb. 4.16 links oben).

Oberhalb von 3 K wurden die Spektren von $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ mit einem Produkt aus einer Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion mit $\Delta = 0.15 \mu\text{s}^{-1}$ für die Kerndepolarisation und einer Exponentialfunktion mit der Dämpfungsrate λ_{el} für die elektronische Dämpfung beschrieben. In der Auftragung von λ_{el} über der Temperatur (s. Abb. 4.17) erkennt man deutlich die Verlangsamung der elektronischen Fluktuationen mit einem immer steiler werdenden Anstieg¹⁰.

Die μSR -Spektren von $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ in der magnetisch geordneten Phase sind nicht leicht durch eine Fitfunktion zu beschreiben. Die magnetisch geordneten Bereiche der Probe erzeugen ein Streufeld in den benachbarten supraleitenden Bereichen. Im Frequenzspektrum sieht man ein Maximum bei der Frequenz Null, das mit einer breiten Flanke zu höheren Frequenzen abfällt. In dieser Flanke ist kein Peak auszumachen, weshalb es

⁹Die Probe wurde bei angelegtem Longitudinalfeld von 0.2 T auf ca. 2 K abgekühlt und danach das Feld abgeschaltet. Die ZF-Messungen wurden dann von tiefen Temperaturen kommend nacheinander ausgeführt, wobei darauf geachtet wurde, daß die Temperatur beim Anfahren des Sollwerts diesen nicht um mehr als 0.5 – 1 K überschritt.

¹⁰Die $\text{Eu}_{0.2}$ -Probe zeigt oberhalb von T_O ein ähnliches Verhalten, doch liegen nur drei Meßtemperaturen oberhalb von T_O vor.

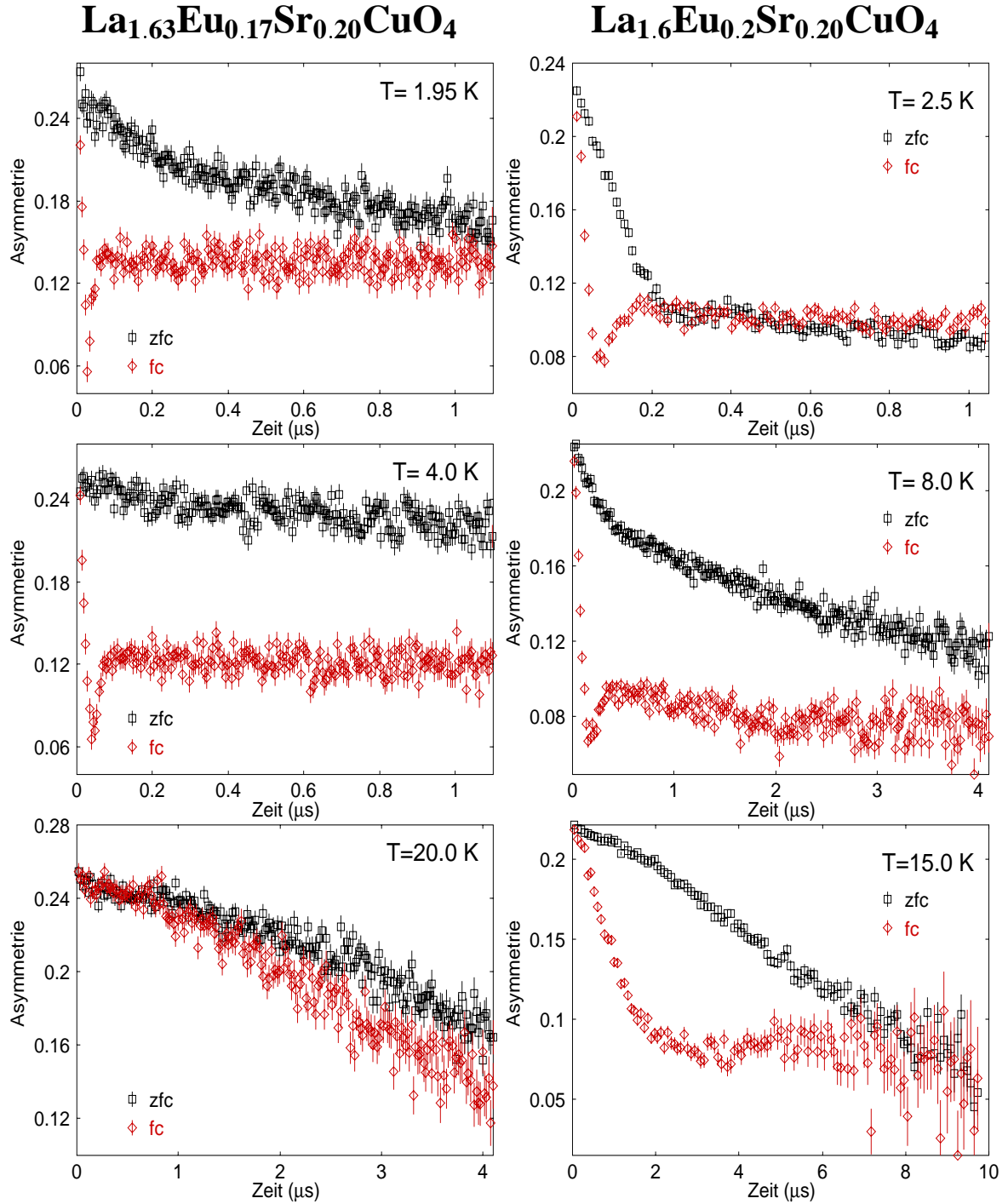


Abbildung 4.16: μ SR-Spektren von zero-field-cooled (zfc) und field-cooled (fc) $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$

schwer fällt, die Größe der Myonenspinrotationsfrequenz in den magnetisch geordneten Bereichen auszumachen. Aus Fits ergibt sich ein Wert von $\nu_{sat} = 2.2 \pm 0.5 \text{ MHz}$.

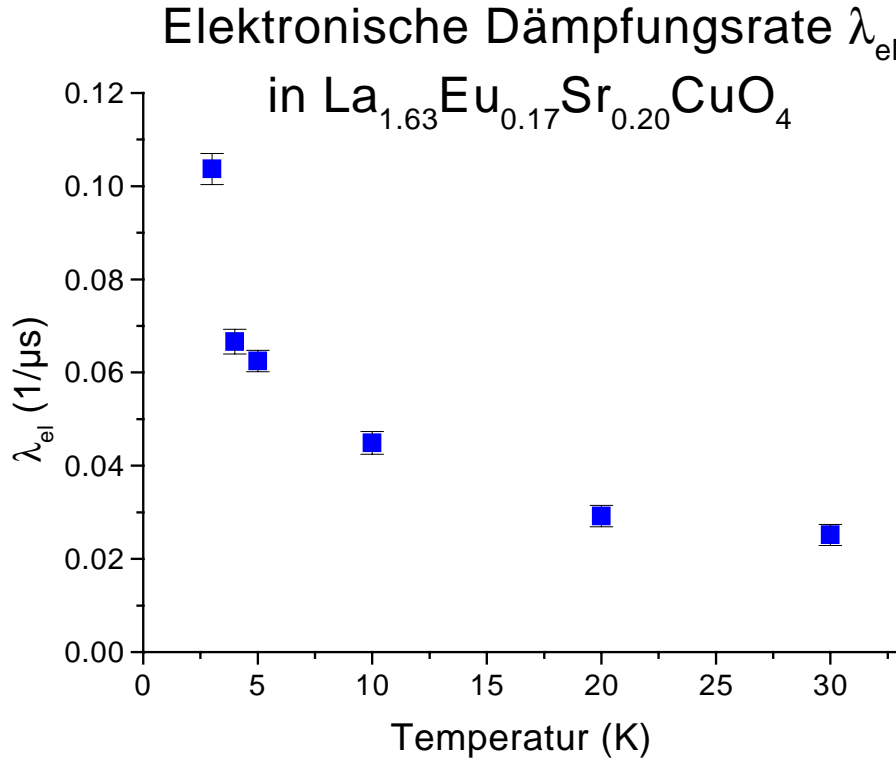


Abbildung 4.17: Temperaturabhängigkeit der elektronischen Dämpfungsrate λ_{el} in zero-field-cooled $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$

4.4.2 Field-Cooled-Messungen

Der Vergleich der Field-Cooled- und der Zero-Field-Cooled-Messungen erlaubt es, die supraleitende Übergangstemperatur T_c grob zu bestimmen. Dabei wird davon ausgegangen, daß ein Teil der eingebrachten Flußschläuche auch bei T_c noch gepinnt ist und damit das Verschwinden des Unterschieds zwischen zfc- und fc-Spektren mit T_c zusammenfällt. Ich finde auf diese Weise $T_c = 18 \pm 2 \text{ K}$ für $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ und $T_c = 22 \pm 2 \text{ K}$ für $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$.

Die Field-Cooled-Spektren lassen sich gut mit einem Pulverprobensignal und einem Silberhintergrundsignal beschreiben. Die Temperaturverläufe der Myonenspinrotationsfrequenz ν und der transversalen Dämpfungsrate λ_T sind praktisch deckungsgleich (s. Abb. 4.18 und 4.19). Dies bedeutet, daß das mittlere Magnetfeld am Myonenort und die Breite der Feldverteilung proportional zueinander sind.

Die Werte für ν sind in der $\text{Eu}_{0.17}$ -Probe mehr als doppelt so groß wie in der $\text{Eu}_{0.2}$ -Probe, und das bei gleichem Einkühlfeld. Der maximal eingefrorene Fluß ist also größer in der Probe mit dem größeren supraleitenden Volumenanteil. Der Proportionalitätsfaktor

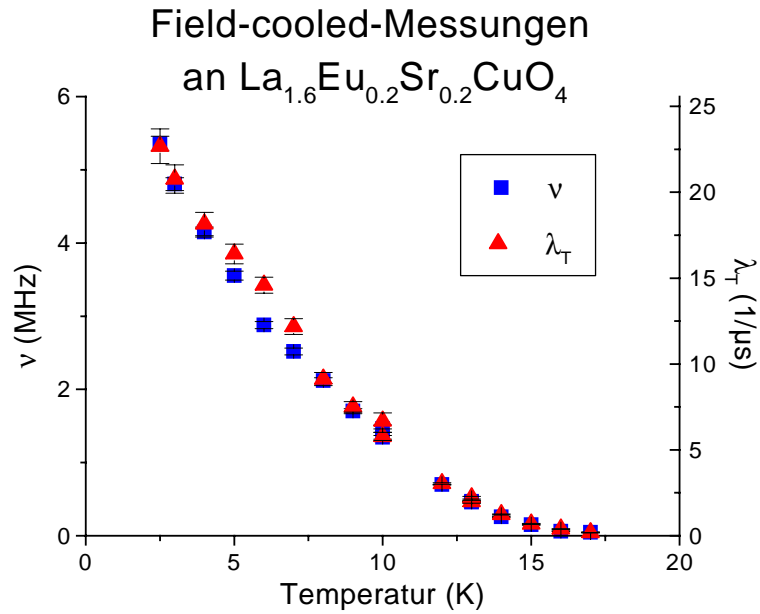


Abbildung 4.18: Temperaturabhängigkeit der Frequenz ν und der transversalen Dämpfungsrate λ_T in field-cooled $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$

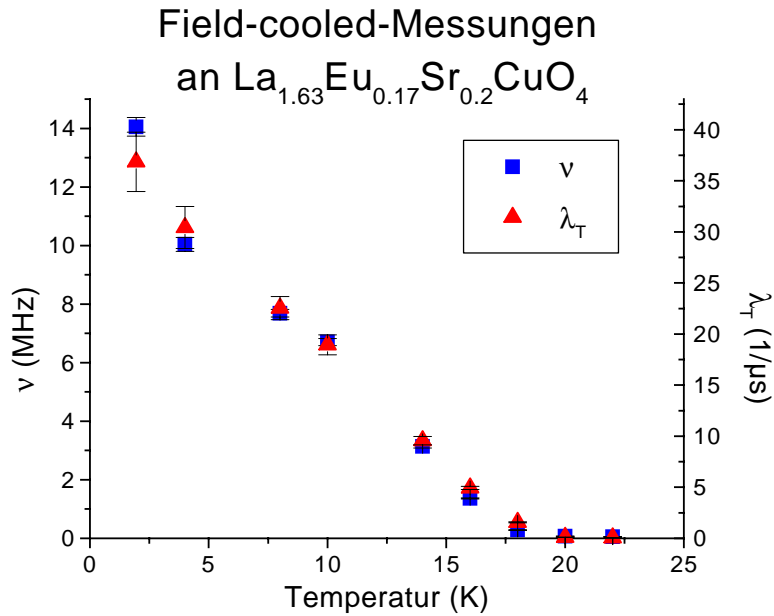


Abbildung 4.19: Temperaturabhängigkeit der Frequenz ν und der transversalen Dämpfungsrate λ_T in field-cooled $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$

A zwischen λ_T und ν ist in der $\text{Eu}_{0.17}$ -Probe kleiner, die Feldverteilung bei gleichem mittleren Feld ist dort dementsprechend schmaler. Es ist noch darauf hinzuweisen, daß der Temperaturverlauf von λ_T und ν bei der $\text{Eu}_{0.17}$ -Probe linear aussieht, bei der $\text{Eu}_{0.2}$ -Probe eher exponentiell.

Probe	$T_O(\text{K})$	ν_{sat}	$T_c(\text{K})$	$\nu_{fc_{max}}(\text{MHz})$	$A = \frac{\lambda_T}{\nu}$
$\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$	12 ± 2	2.2 ± 0.5	18 ± 2	5.4	4.2
$\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$	1.5 ± 0.5	—	22 ± 2	14.1	2.8

Tabelle 4.4: Magnetische Ordnungstemperatur T_O , supraleitende Übergangstemperatur T_c , maximale Frequenz $\nu_{fc_{max}}$ der fc-Messungen und Proportionalitätsfaktor $A = \frac{\lambda_T}{\nu}$ in $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ mit $x = 0.17$ und 0.2

Kapitel 5

Ergebnisse der Messungen an der Nd-dotierten Probenserie

Nach der Vorstellung der Eu-dotierten Probenserie komme ich nun zu den Ergebnissen unserer Messungen an den $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Proben. Alle diese Proben zeigen ein sehr ähnliches Verhalten, weshalb ich sie gemeinsam nach Temperaturbereichen geordnet diskutieren werde¹.

5.1 Die paramagnetische Phase

Oberhalb von ca. 30K befinden sich die Proben in der paramagnetischen Phase. Die Bestimmung der nuklearen Depolarisationsrate ist recht ungenau, da auch bei $T \approx 60\text{K}$ die elektronische Dämpfungsrate noch ca. $0.1\mu\text{s}^{-1}$ beträgt. Entkopplungsexperimente liefern einen Wert von $\Delta \approx 0.15\mu\text{s}^{-1}$, was erwartungsgemäß mit unseren Ergebnissen an den Eu-dotierten Proben übereinstimmt. Die elektronische Dämpfung nimmt in der paramagnetischen Phase mit sinkender Temperatur langsam zu und ist größer als in der $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Serie. Hier bereits manifestiert sich das magnetische Moment der Nd-Ionen. Der LTO-LTT-Übergang bei 60 – 80K (je nach Nd-Dotierung) in der paramagnetischen Phase ist in den μSR -Spektren nicht zu sehen. Auch die elektronische Dämpfungsrate zeigt bei T_{LT} weder einen Peak noch eine Unstetigkeit².

5.2 Die magnetisch geordnete Phase

Unterhalb von $T_O \approx 28\text{K}$ beobachtet man bei allen untersuchten Nd-Konzentrationen im Nullfeldexperiment das Einsetzen von spontaner Myonenspinrotation. Eine Abhängigkeit der Ordnungstemperatur T_O vom Nd-Gehalt ist nicht nachweisbar. Sowohl die Dämpfung des rotierenden Signalanteils als auch die des nichtrotierenden ist deutlich größer als in den Eu-dotierten Proben. Da Fitversuche mit einem Pulverprobensignal (Gl. 3.2) und auch

¹In Anhang A.1 findet sich eine tabellarische Aufstellung aller Messungen an den Nd-dotierten Proben.

²Aus diesem Grunde wurde bei den Eu-dotierten Proben mit $T_N \ll T_{LT}$ der LTO-LTT-Übergang nicht weiter untersucht.

mit der Fitfunktion in Gleichung 4.1 fehlschlugen, wurde wiederum die Fitfunktion mit zwei Pulverprobensignalen (s. Gleichung 4.2) zur Beschreibung der Spektren benutzt. Im Temperaturbereich zwischen 10K und T_O verhalten sich die Nd-dotierten Proben qualitativ sehr ähnlich wie die Eu-dotierten Proben mit vergleichbarer Strontiumkonzentration. Die Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 steigen bei Unterschreiten von T_O von Null an und scheinen bei Nichtberücksichtigung des Temperaturbereichs unter 10K asymptotisch bei einem Sättigungswert ν_{1sat} bzw. ν_{2sat} einzumünden (s. Abb. 5.1).

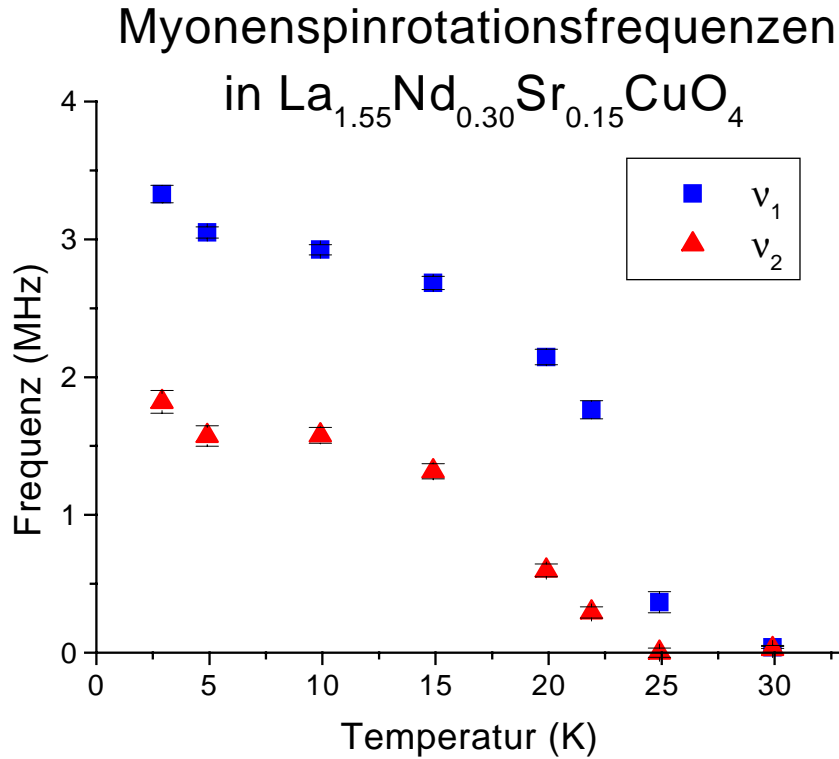


Abbildung 5.1: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

Auch die transversalen Dämpfungsrate zeigen ein ähnliches Bild wie in den Eu-dotierten Proben mit Strontium-Konzentrationen um 0.15. Die Dämpfungsrate λ_{T1} des ersten Signals weist knapp unterhalb von T_O einen breiten Peak auf (s. Abb. 5.2). Es schließt sich darunter ein Bereich mit praktisch konstanten Werten an, bevor λ_{T1} einen erneuten Anstieg zeigt, auf den ich im Abschnitt 5.3 zu sprechen komme. λ_{T2} ist bei T_O noch sehr klein und steigt dann mit sinkender Temperatur an. Ein deutlich unterschiedliches Verhalten der Nd-dotierten Proben von den Eu-dotierten sieht man in der longitudinalen Dämpfungsrate (s. Abb. 5.3). λ_L nimmt kontinuierlich mit sinkender Temperatur zu³.

³Die Instabilitäten der Myonenstrahlposition bei Messungen am PSI zwingen mich die relative Detektoreffizienz α als Fitparameter freizulassen. Die z.T. großen Schwankungen der Werte von λ_L sind im wesentlichen auch eine Folge dieser Strahlinstabilitäten.

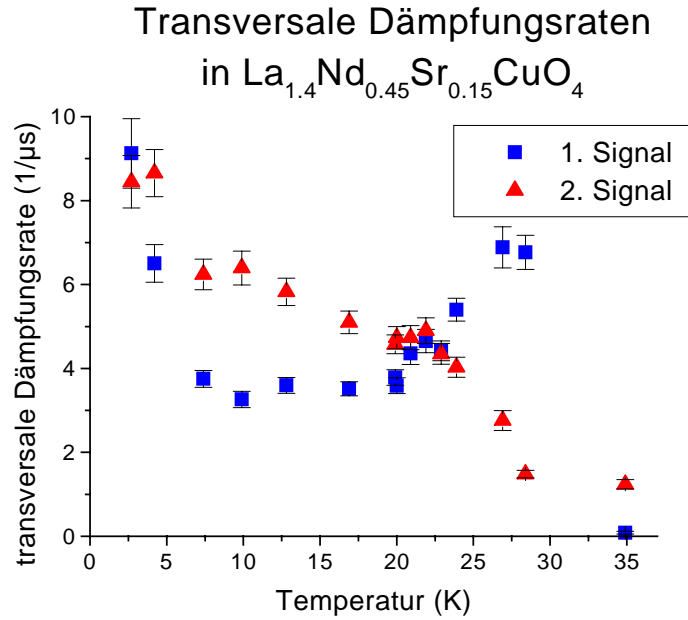


Abbildung 5.2: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

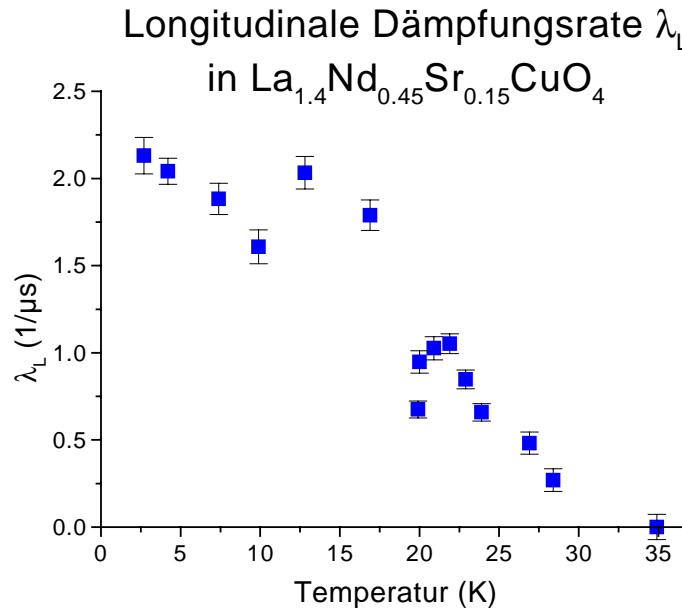


Abbildung 5.3: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

In Tabelle 5.1 sind die Werte für die Ordnungstemperatur T_O , für die Frequenz ν_1 des ersten Signals bei 10K und für die relative Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des zweiten Pulverprobensignals angegeben⁴.

Nd-Konz. x	T_O (K)	$\nu_1(T = 10K)$ (MHz)	p_{Sig2}
0.30	26 ± 3	2.9 ± 0.3	0.56
0.45	29 ± 2	3.1 ± 0.3	0.55
0.50	25 ± 4	2.9 ± 0.3	0.60
0.60	30 ± 3	3.0 ± 0.3	0.40

Tabelle 5.1: Ordnungstemperatur T_O , Frequenz ν_1 des ersten Signals bei $T = 10K$ und relative Anfangsasymmetrie p_{Sig2} des zweiten Signals in $La_{1.85-x}Nd_xSr_{0.15}CuO_4$

5.3 Der Temperaturbereich unterhalb von 10 K

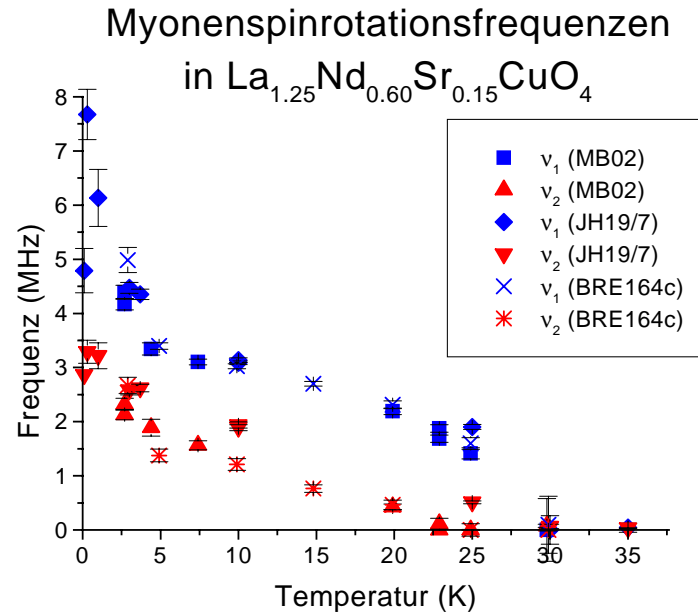


Abbildung 5.4: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $La_{1.25}Nd_{0.60}Sr_{0.15}CuO_4$

Unterhalb von 10K beobachtet man einen weiteren steilen Anstieg der Myonenfrequenzen und der Dämpfungsraten (s. Abb. 5.4–5.6). Dieser Effekt ist umso deutlicher, je höher die Nd-Dotierung ist. Ich habe dieses Phänomen bis hinunter zu 0.1K untersucht und kann

⁴Die Werte für p_{Sig2} weichen leicht von früheren Auswertungsergebnissen [274, 275] ab. Diese Abweichungen sind durch ein leicht verändertes Vorgehen zur Bestimmung von p_{Sig2} bedingt.

kein erneutes Einmünden in eine Sättigung erkennen. Die Dämpfungsraten werden so groß, daß das rotierende Signal schon nach weniger als einer Periode weggedämpft ist.

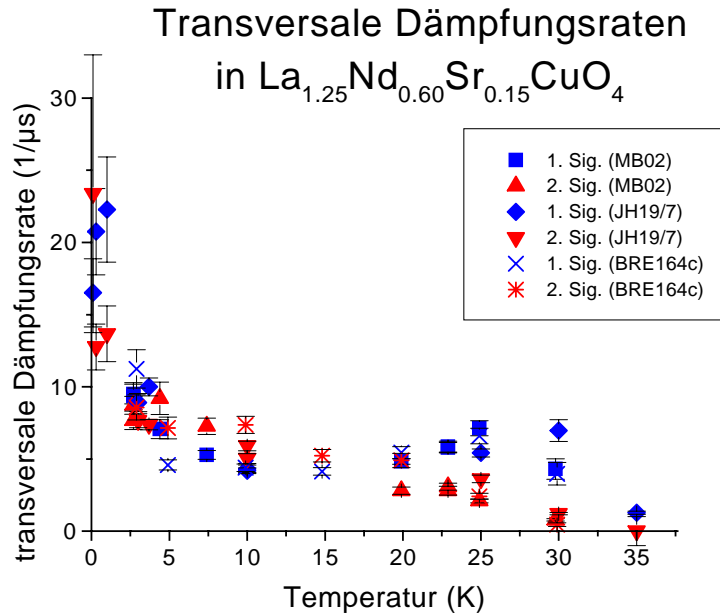


Abbildung 5.5: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

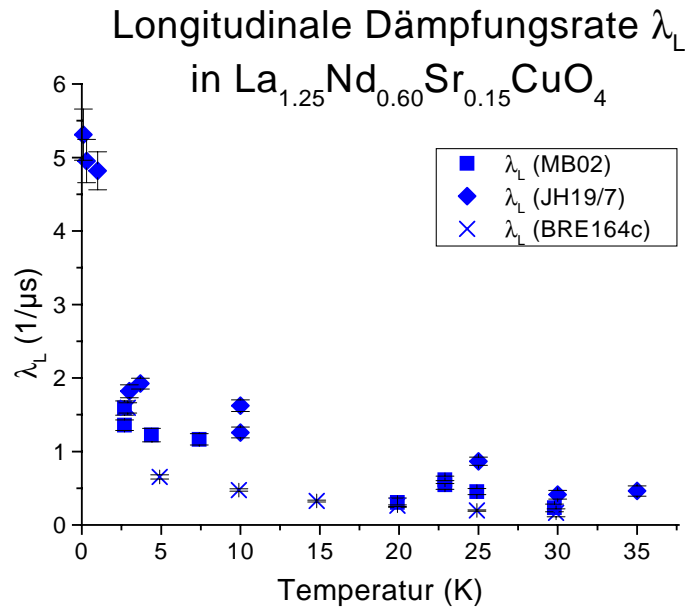


Abbildung 5.6: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

Von der Zusammensetzung $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ lagen mir drei verschiedene Proben (MB02, BRE164c und JH19/7) vor. Die Auftragung der Fitparameter ν_1 , ν_2 , λ_{T1} , λ_{T2} und λ_L in den Abbildungen 5.4–5.6 ist damit gleichzeitig ein Maß für die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Fitparameter. Die schnelle Dämpfung ist nicht nur durch eine breite statische Feldverteilung hervorgerufen, wie bereits die hohe longitudinale Dämpfungsrate zeigt. Selbst bei 0.1K und LF-Feldern bis zu 1T ist keine Entkopplung sichtbar (s. Abb. 5.7). Die elektronischen Fluktuationsraten liegen im Bereich von 10^9s^{-1} .

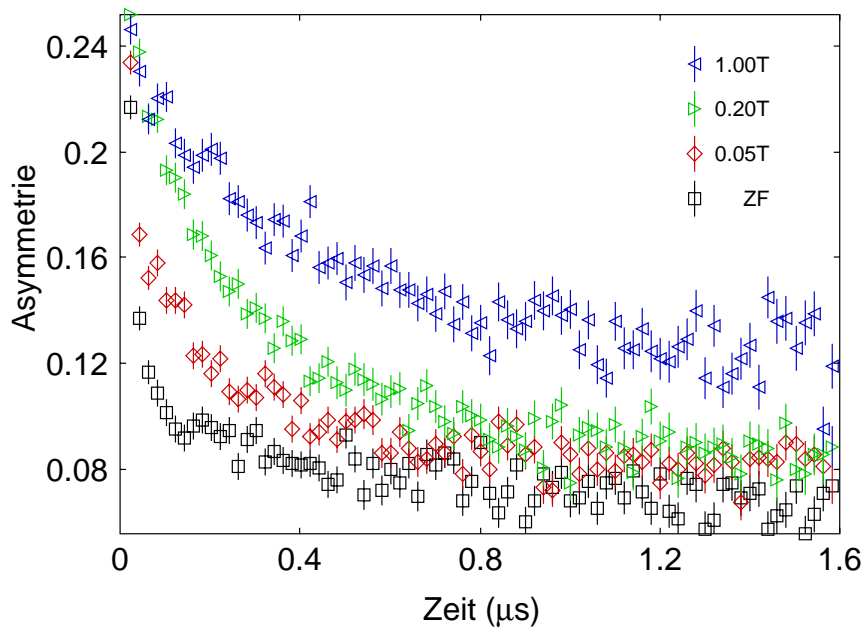


Abbildung 5.7: Entkopplungsexperiment an $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ bei 0.1K

5.4 Die Vergleichsprobe $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$

Neben den Messungen an den Nd-dotierten Proben mit einem konstanten Strontium-Gehalt von $y = 0.15$ wurde auch eine strontiumfreie Probe mit einer Nd-Konzentration von $x = 0.3$ untersucht. Die Spektren ließen sich, wie erwartet, in der magnetisch geordneten Phase mit einem Pulverprobensignal beschreiben. Der magnetische Übergang findet bei $T_O \approx 280\text{K}$ statt (s. Abb. 5.8). Die Sättigungsfrequenz ν_{sat} hat einen Wert von $5.0 \pm 0.2\text{MHz}$. Bei 100K finde ich einen Wert von $5.2 \pm 0.2\text{MHz}$. Ob der leichte Rückgang von ν zwischen 100K und 30K eine Folge des LTO-LTT-Übergangs bei $T \approx 75 - 80\text{K}$ ist oder nur eine Streuung des Fitwerts, kann nicht gesagt werden⁵.

⁵Der LTO-LTT-Übergang wurde damals nicht untersucht. Weitere Messungen an $\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{2-x}\text{Eu}_x\text{CuO}_4$ sind geplant.

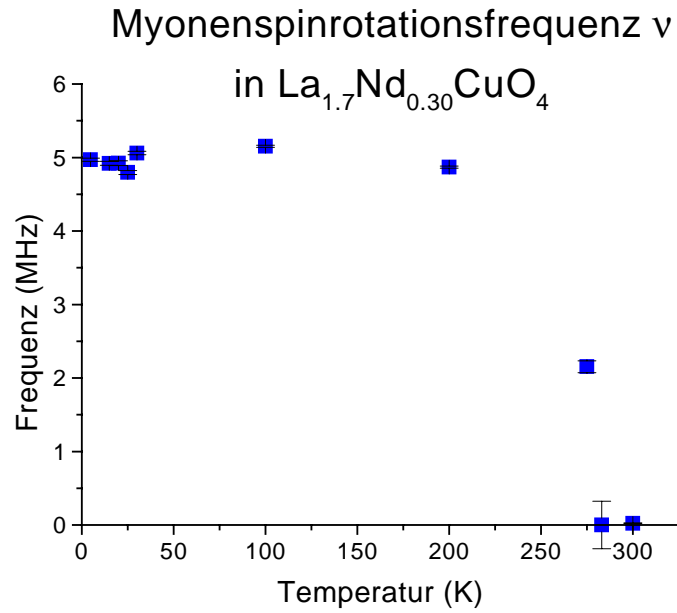


Abbildung 5.8: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenz ν in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$

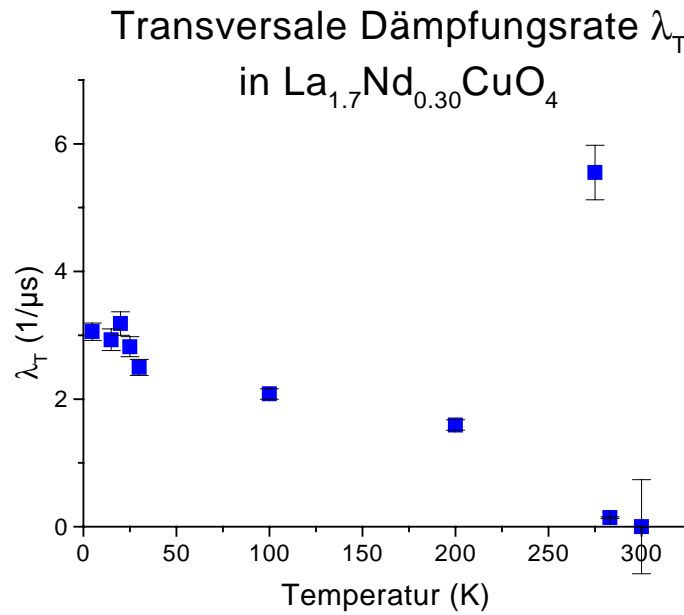


Abbildung 5.9: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate λ_T in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$

Die longitudinale und die transversale Dämpfungsrate zeigen einen deutlichen Peak bei T_0 (s. Abb. 5.9 und 5.10). Unterhalb von 30K beobachtet man in beiden Dämpfungsraten einen leichten Anstieg, der durch die Verlangsamung der Nd-Fluktuationen hervorgerufen sein könnte, doch leider fehlen Entkopplungsexperimente und weitere Meßpunkte bei $T < 5\text{K}$.

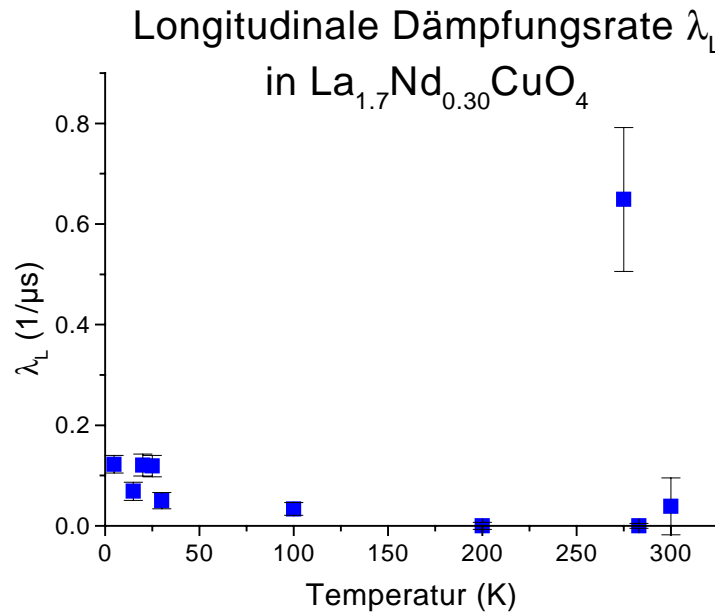


Abbildung 5.10: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$

Kapitel 6

Diskussion

6.1 Der Myonenplatz

Eine wichtige Frage bei der Interpretation von μ SR-Ergebnissen und dem Vergleich mit Ergebnissen anderer Methoden ist die nach dem Myonenplatz in der Struktur. Da meine Messungen an Pulverproben über die Myonenspinpräzessionsfrequenz lediglich den Betrag und nicht die Richtung des lokalen Magnetfeldes am Myonenort liefern, kann ich daraus selbst keine Platzbestimmung vornehmen, sondern nur die in der Literatur vorgeschlagenen Myonenplätze vorstellen und diskutieren. Für die Platzbestimmung gibt es grundsätzlich zwei Vorgehensweisen:

- Bestimmung des Myonenplatzes, dessen Coulomb-Energie minimal ist. Hierfür muß die Orbitalstruktur der das Myon umgebenden Atome berechnet werden. Für den bestimmten Platz können nun experimentell zugängliche Parameter wie das lokale Feld \mathbf{B}_{lok} oder die Kerndämpfung errechnet und mit dem Experiment verglichen werden.
- Experimentelle Bestimmung des lokalen Magnetfeldes \mathbf{B}_{lok} (Betrag und Richtung) oder der Richtungsabhängigkeit der nuklearen Dämpfung und Vergleich mit Berechnungen für verschiedene mögliche Myonenplätze¹.

In beiden Fällen muß man schon einiges Vorwissen, wie Kristallstruktur und Gitterparameter, in die Bestimmung einfließen lassen. Für die Berechnung des lokalen Feldes \mathbf{B}_{lok} des jeweiligen Myonenortes benötigt man außerdem Informationen über die Spinstruktur und das Moment der magnetischen Dipole.

Acht in der Literatur genannte mögliche Myonenplätze sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Sieben dieser acht Plätze liegen in der a - c -Ebene. Bei sechsen der acht Plätze sitzt das Myon in der Nähe eines apischen Sauerstoffatoms, bei zweien (M und U2) soll es nahe einem planaren Sauerstoff zur Ruhe kommen. Die Platzbestimmungen wurden für undotiertes

¹Diese Experimente müssen an Einkristallen durchgeführt werden.

Kurzbez.	x (a)	y (b)	z (c)	$\Delta(\mu\text{s}^{-1})$	$\nu(\text{MHz})$	Quelle
H	0.253	0.000	0.162	0.191	5.7	Hitti et al. [111]
M	0.500	0.000	0.096	0.182	9.7	McMullen et al. [180]
S	0.340	0.000	0.250	0.203	2.3	Saito et al. [215]
T1	0.200	0.000	0.150	0.183	7.4	Torikai et al. [256]
T2	0.225	0.000	0.225	0.210	2.1	Torikai et al. [256]
T3	0.225	0.225	0.263	0.260	2.7	Torikai et al. [256]
U1	0.121	0.000	0.106	0.296	21.6	Sulaiman et al. [239–241]
U2	0.336	0.000	0.067	0.254	23.1	Sulaiman et al. [239–241]

Tabelle 6.1: Mögliche Myonenplätze in La_2CuO_4 (angegeben in Vielfachen der Gitterparameter der tetragonalen Struktur) und von mir berechnete Kerndämpfungen Δ und Myonenspinrotationsfrequenzen ν für diese Plätze

La_2CuO_4 vorgenommen. Dabei wurde in der tetragonalen Struktur ($a = b$) gerechnet und die Verkipfung der CuO_6 -Oktaeder in der LTO-Struktur nicht berücksichtigt².

Für $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ ist wegen der nur geringen Veränderungen der Gitterparameter (siehe z. B. [36, 206]) nicht davon auszugehen, daß der Myonenplatz sich wesentlich ändern wird. Da die Oktaederverkipfung bei der Myonenplatzbestimmung der obengenannten Gruppen nicht berücksichtigt wird, ist nicht klar, ob die Verkipfung von den vier in der tetragonalen Struktur energetisch entarteten Plätzen ($\pm a, \pm b, c$) einen oder zwei Plätze so stark absenkt, daß das Myon dort bevorzugt zur Ruhe kommt. Mit dieser Frage ist auch die nach dem Myonenplatz in der LTT-Struktur von $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ verknüpft, da die Kippachse³ der Oktaeder in der LTT-Phase gegenüber der LTO-Phase gedreht ist (s. Kap. 1). Eine Klärung dieses Problems wird erschwert durch widersprüchliche Aussagen zur Richtung der Cu-Spins in der LTT-Struktur: Während Tranquada et al. [260] in der Streifenphase der LTT-Struktur keine Änderungen der Orientierung der Spins gegenüber der LTO-Phase finden, sehen Keimer et al. [132], Shamoto et al. [227] und Goto et al. [93] in der Pccn- und LTT-Phase eine Drehung der Spins aus der (110)-Richtung heraus in Richtung (100), wobei die Spins benachbarter Ebenen senkrecht aufeinander stehen. Crawford et al. [62, 63] sehen eine Drehung der Spins und des antiferromagnetischen Propagationsvektors jeweils um 90° . Durch Verzwilligung der Proben liefert die Lage der Neutronenpeaks in der LTT-Phase keine eindeutige Entscheidung, sondern nur das Anfitzen der Amplituden der Peaks [268]. Grundsätzlich ist es auch möglich, daß die Spinorientierung in der Streifenphase von der Néelordnung in der LTT-/Pccn-Phase abweicht.

Ich habe für die möglichen Myonenplätze die Kerndämpfung mit einem in [38] beschriebenen Programm simuliert. Sowohl das ^{139}La -Isotop als auch die beiden Kupferisotope ^{63}Cu und ^{65}Cu besitzen ein Kernmoment und haben eine große Isotopenhäufigkeit,

²Einige Gruppen [15, 56, 104] vertreten die Ansicht, daß der HTT-LTO-Übergang ein Übergang von ungeordneten Oktaederverkipfungen zu einer geordneten Kippung ist, die Oktaeder also schon in der HTT-Phase verkippt sind. ^{151}Eu -Mössbauereffektmessungen von Friedrich et al. [81, 105, 181] sprechen dagegen.

³Der Kippwinkel Φ selbst ändert sich bei T_{LT} nicht [59, 132].

während das ^{17}O -Isotop nur eine Isotopenhäufigkeit von 3.7% aufweist⁴. Die simulierten Kerndämpfungen lassen sich bis auf den mit T1 bezeichneten Myonenplatz sehr gut durch eine Gaußfunktion beschreiben. Auch beim T1-Platz paßt eine Gaußfunktion noch besser als eine Exponentialfunktion zum Dämpfungsverlauf. Die erhaltenen Werte für die gaußförmige Kerndämpfung Δ (s. Tabelle 6.1) stimmen bis auf den Faktor 2 mit dem Experiment überein. Berücksichtigt man in der Kerndämpfungssimulation die Substitution von Lanthan durch Strontium und Neodym oder Europium, so nimmt die simulierte Kerndämpfung leicht ab. Damit nähern sich die simulierten Werte dem Experiment weiter an. Die Ungenauigkeit der experimentellen Bestimmung von Δ ist größer als die simulierte Reduktion durch die Dotierung. Dies erklärt, warum experimentell keine Dotierungsabhängigkeit der Kerndämpfung nachweisbar ist.

In La_2CuO_4 finden verschiedene Gruppen [29, 111, 271] einen Sättigungswert der Myonenspinpräzessionsfrequenz von $\nu_{\text{sat}} \approx 5.8\text{MHz}$. In den Nd- und Eu-dotierten Proben sehen wir eine Reduktion auf ca. 4.8 – 5.0MHz. Diese Reduktion kann eine Folge der Änderung der kristallographischen Parameter am strukturellen Übergang sein, möglich, jedoch weniger plausibel, ist aber auch, daß sich die Orientierung der Spins am kristallographischen Übergang ändert und dies die Abnahme von ν_{sat} verursacht. Auch eine Reduktion des geordneten Momentes in der LTT/Pccn-Phase kann nicht ausgeschlossen werden, obwohl mit Neutronenstreuexperimenten keine wesentliche Änderung im Vergleich zu La_2CuO_4 beobachtet wird [62]. Wertvolle neue Informationen könnten μSR -Messungen an $\text{La}_{2-x}\text{RE}_x\text{CuO}_4$ -Einkristallen liefern.

Ich habe das Dipolfeld am Myonenort für die möglichen Myonenplätze berechnet und als Myonenspinpräzessionsfrequenz ν in Tabelle 6.1 angegeben. Dabei wurde ein geordnetes Kupfermoment von $0.5\mu_B$ verwendet und über eine Lorentzkugel mit dem Radius $R = 10a$ aufsummiert. Die berechneten Werte weichen z. T. sehr deutlich vom experimentell gefundenen Wert ab. Leichte Verschiebungen der einzelnen Myonenplätze um weniger als 1% der Gitterparameter führen allerdings bereits zu starken Änderungen der Frequenz⁵. Schwer abzuschätzen ist das Fermi-Kontakt-Feld am Myonenort, das bei meiner Dipolrechnung nicht berücksichtigt wird. Sulaiman et al. [239–241] geben das Kontaktfeld für ihren U1-Platz mit etwa 10G an, Saito et al. [215] weisen darauf hin, daß das Kontaktfeld bei kleinen Abständen zwischen Myon und Sauerstoffatom sehr große Werte annehmen kann. Für den T3-Platz sind die vier in der tetragonalen Struktur kristallographisch äquivalenten Plätze $(\pm a, \pm b, c)$ magnetisch nicht äquivalent. Neben den in Tabelle 6.1 angegebenen 5.5MHz sollte mit gleicher Intensität eine Frequenz von 1.1MHz auftreten. Dies widerspricht den experimentellen Befunden in La_2CuO_4 . Der T3-Platz kommt als möglicher Myonenplatz also nur dann in Frage, wenn durch die Oktaederverkippung die energetische Entartung der Plätze $(\pm a, \pm b, c)$ aufgehoben wird. Torikai et al. [255] haben aus Einkristallmessungen die Richtung des internen Feldes am Myonenort in La_2CuO_4 bestimmt. Sie geben einen Polarwinkel $\Theta = 65^\circ \pm 5^\circ$ und einen Azimutwinkel $\Phi = 28^\circ \pm 8^\circ$ relativ zu den tetragonalen Kristallachsen an. Die von mir berechneten Richtungen des Dipolfeldes für die verschiedenen Myonenplätze variieren sehr stark, der Platz T2 kommt

⁴Das ^{16}O -Isotop hat kein magnetisches Moment.

⁵Sulaiman et al. selbst errechnen für ihren U1-Platz eine Myonenspinpräzessionsfrequenz von nur 13.6MHz.

den experimentell bestimmten Werten für Θ und Φ am nächsten.

Nimmt man für die LTT-Phase die von Keimer et al. [132], Shamoto et al. [227] und Goto et al. [93] postulierte Orientierung der Spins entlang der (100)-Richtung an und behält die in Tabelle 6.1 angegebenen Myonenplätze (mit ihrer vierfachen Entartung) bei, so folgt für die sieben in der a - c -Ebene liegenden Plätze bereits aus Symmetriebetrachtungen das Auftreten von mindestens zwei Frequenzen⁶. Die beiden Frequenzen sind unterschiedlich genug, daß sie als getrennte Peaks im Frequenzspektrum auftreten sollten. Dies ist für meine Proben nicht der Fall. Folglich ist die für die LTT-Phase angenommene Spinstruktur falsch, oder der Myonenplatz ändert sich durch den Phasenübergang sehr stark. Letzteres halte ich für abwegig, da diese Änderung für die niedrigdotierten Proben mit $T_N > T_{LT}$ zu einem Peak in der transversalen Dämpfungsrate und einem deutlicheren Sprung in der Myonenspinpräzessionsfrequenz führen sollte.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es mir bisher nicht gelungen ist, den Myonenplatz eindeutig zu identifizieren. Nach meinen Dipolberechnungen ist allerdings der T2-Platz von Torikai et al. [256] der wahrscheinlichste der acht untersuchten Plätze. Die Orientierung der Spins ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auch in der LTT-Phase noch entlang der (110)-Richtung. Trotz der Unsicherheit des Myonenplatzes lassen sich aus unseren μ SR-Messungen viele wertvolle und mit anderen Meßmethoden vergleichbare Erkenntnisse ziehen.

6.2 Die verwendeten Fitfunktionen

Ich möchte an dieser Stelle noch einmal die zur Auswertung unserer μ SR-Spektren verwendeten Fitfunktionen diskutieren und rechtfertigen:

Im Strontium-Dotierungsbereich $y < 0.02$ liefert die Funktion in Gl. 4.1, die sich aus einem Pulverprobensignal für die magnetisch geordnete Phase und einer einfachen Exponentialfunktion für die paramagnetische Phase zusammensetzt, eine gute Beschreibung der μ SR-Spektren. Die Parameter dieser Theorie sind alle wohldefiniert und nur nahe am magnetischen Übergang und oberhalb davon stark korreliert. Da Borsa et al. [22, 23] eine ähnliche Fitfunktion für ihre μ SR-Messungen an $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ verwenden, ist auch der direkte Vergleich mit Ergebnissen an den Proben ohne Eu-Dotierung möglich (s. Abschnitt 6.4).

Die Rechtfertigung der aus zwei Pulverprobensignalen bestehenden Fitfunktion (Gl. 4.2) fällt etwas aufwendiger aus: Sicher ist, daß die zwei Frequenzen nicht zwei kristallographisch inäquivalenten Myonenplätzen zuzuordnen sind, denn die relativ plötzliche Ausbildung eines zweiten Myonenplatzes ab einer Strontiumdotierung von $y = 0.02$ kann ausgeschlossen werden. Es handelt sich also um kristallographisch äquivalente Plätze, die magnetisch inäquivalent sind. Für den Dotierungsbereich, für den statische Streifenordnung als Grundzustand diskutiert wird, ist das Auftreten von mehreren Myonenfrequenzen leicht vorstellbar. Die Angabe der Zahl der beobachtbaren Frequenzen und ihrer Intensitätsverhältnisse erfordert jedoch eine Simulationsrechnung (s. Abschnitt 6.6), die die genaue Kenntnis des Myonenplatzes und der Spinstruktur voraussetzt. Überraschend

⁶Der T3-Platz liefert für diese Spinstruktur nur eine Frequenz.

ist aber, daß auch für Strontiumkonzentrationen zwischen 0.02 und 0.08 zwei Pulverprobensignale zum Anfitten der Spektren benötigt werden. Es besteht abgesehen von den beiden Maxima in T_O und ν_{1sat} bei $y = 0.12$ kein erkennbarer Unterschied zwischen den Bereichen $0.02 \leq y \leq 0.08$ und $0.10 \leq y \leq 0.18$. Auch die Werte für p_{Sig2} ändern sich nur wenig.

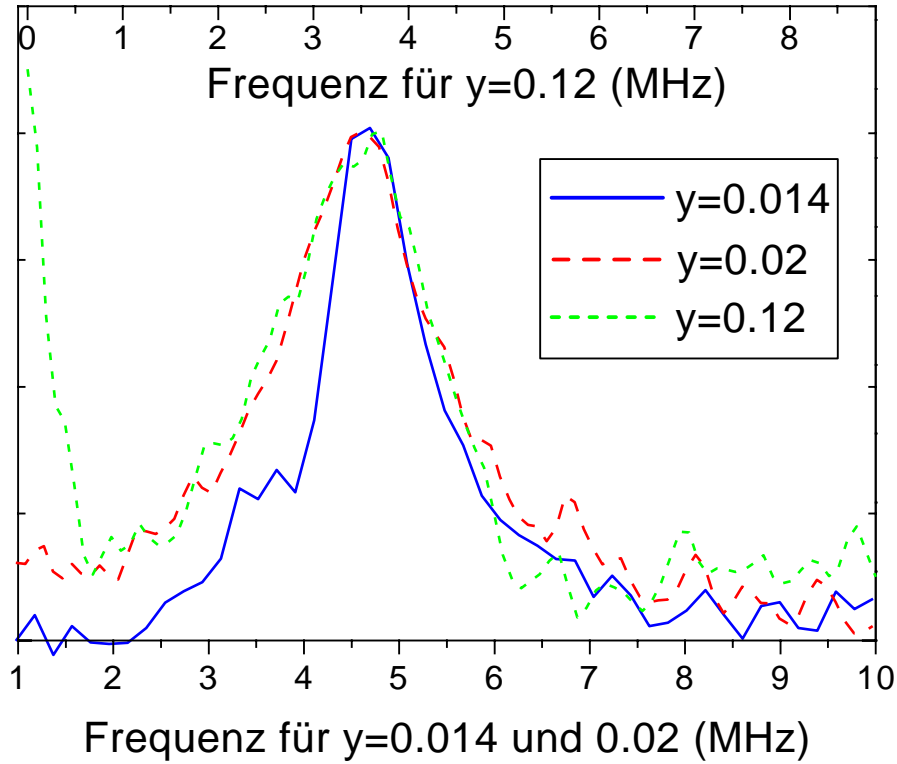


Abbildung 6.1: Fouriertransformation (Realteil) der μ SR-Spektren von $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.014, 0.02$ und 0.12 bei $T \approx 2\text{K}$ (Das Frequenzspektrum der Probe mit $y = 0.12$ ist in einem um 1.1MHz verschobenen Maßstab dargestellt, so daß die Peakmaxima übereinander liegen. Die y-Skalierung der Spektren ist jeweils auf den Peak normiert.)

In Abbildung 6.1 sind die Fouriertransformierten der μ SR-Spektren der Dotierungen $y = 0.014, 0.02$ und 0.12 bei $T \approx 2\text{K}$ dargestellt. Man erkennt, daß der für $y = 0.014$ noch annähernd symmetrische Peak für $y = 0.02$ asymmetrisch wird, mit einer schwächer abfallenden Flanke zu niedrigen Frequenzen hin. Das Frequenzspektrum für $y = 0.12$ wurde um 1.1MHz verschoben, damit die Peaks übereinanderliegen. Man kann, abgesehen von der Verschiebung des Peaks zu niedrigeren Frequenzen hin, keinen Unterschied zur Probe mit $y = 0.02$ erkennen⁷. Es gibt keine Anzeichen für einen zweiten Frequenzpeak. Für alle Dotierungen verlaufen die Frequenz ν_2 und die transversale Dämpfungsrate λ_{T2} des zweiten Signals annähernd proportional zueinander (s. Kap. 4 und 5). Dies belegt, daß das

⁷Der Peak bei der Frequenz Null ist bei allen Proben zu sehen.

zweite Signal lediglich der Beschreibung der schwach abfallenden Niederfrequenzflanke des Peaks im Frequenzspektrum dient.

Die von mir gewählte Fittheorie kommt mit nur zwei zusätzlichen freien Parametern (v_2 und λ_{T2}) aus, und ist damit ein guter Kompromiß zwischen einer angestrebten guten Anpassung der Spektren und dem Ziel, möglichst wenig und nur physikalisch sinnvolle Parameter zu verwenden. Zum Teil findet man in der Literatur [138] auch Fits mit einem freien Phasenwinkel φ_0 als zusätzlichem Term der Kosinusfunktion in Gleichung 3.2. Auch diese Fittheorie ist in der Lage, asymmetrische Peaks im Frequenzraum zu beschreiben, doch ist die Temperaturabhängigkeit des Phasenwinkels schwer physikalisch zu diskutieren. Probefits mit nur einem Pulverprobensignal mit freier Anfangsphase φ_0 liefern einen schlechteren Fit als Gl. 4.2. Nachumi et al. [189, 190] wenden ein besselförmiges Rotationsignal (s. Gl. 2.10) auf ihre μ SR-Messungen an einkristallinem $\text{La}_{1.6-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.125$ und $y = 0.15$ an. Ebenso verwenden Lappas et al. [148] ein besselförmiges Signal für ihre Messungen an $\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$. In beiden Fällen ist die Verwendung der Besselfunktion durch den mit elastischer Neutronenstreuung beobachteten inkomensurablen Charakter der antiferromagnetischen Ordnung in den Proben motiviert. Der Versuch, meine Spektren mit einer besselförmigen Oszillation zu beschreiben, bringt keine zufriedenstellenden Ergebnisse. In $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.02$ und 0.04 ist inkomensurable magnetische Ordnung nicht zu erwarten, weshalb die Verwendung der Besselfunktion für diese Dotierungen einer physikalischen Grundlage entbehrt.

Die von uns anfangs verwendete Fittheorie (s. [274–276]), die sich von der in Gleichung 4.2 durch eine Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion als zusätzlichen Faktor unterscheidet, ist physikalisch nicht sinnvoll. Die Gauß-Kubo-Toyabe-Funktion wurde zur Berücksichtigung der nuklearen Depolarisation aus der Fittheorie der paramagnetischen Phase übernommen. Wenn aber die elektronischen Spins statisch werden, ist der Produktansatz zweier unabhängiger Spinsysteme nicht mehr gerechtfertigt. Im europiumdotierten System ist die longitudinale Dämpfung bei tiefen Temperaturen z. T. sogar kleiner als die nukleare Depolarisation in der paramagnetischen Phase.

Obwohl auch in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y \geq 0.02$ Fits mit nur einer Frequenz keine befriedigende Beschreibung der μ SR-Spektren liefern [21], habe ich keine Veröffentlichung gefunden, in der für dotiertes La_2CuO_4 zwei Frequenzen oder eine noch komplexere Fitfunktion zur Anpassung der μ SR-Spektren verwendet werden. Ein nichtrotierendes Signal mit exponentieller Dämpfung wird von einigen Autoren als weitere Signalkomponente genannt. Da ein supraleitender Anteil bereits ab $y = 0.05$ in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ auftritt und dem magnetischen überlagert ist, wird häufig auch nur das rotierende Signal, das mit freier Amplitude gefittet wurde, diskutiert. In Cu-NQR-/NMR-Messungen an $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ beobachten Hammel et al. [97, 98] einen zweiten Kupferplatz, den sie als Kupferatom mit einem benachbarten lokalisierten Ladungsloch identifizieren. Die von ihnen angegebene Dotierungsabhängigkeit der Häufigkeit dieses Platzes⁸ ergibt für eine Strontiumdotierung von $y = 0.15$ allerdings nur einen Wert von 10%. Für kleine Sr-Dotierungen nimmt die Intensität rasch ab. Damit erscheint die Annahme von lokalisierten Löchern als Erklärung der zweiten Frequenz sehr unwahrscheinlich. Versuche, mit Hilfe

⁸Die Häufigkeit wird im wesentlichen durch die Wahrscheinlichkeit für zwei benachbarte Strontiumatome bestimmt.

der *Maximum-Entropie-Methode* zu einer besseren Fittheorie zu kommen, sind noch im Gange. Geplant sind Messungen an einem $\text{La}_{1.875-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$ -Einkristall.

6.3 Die strontiumfreie Probe

Ich werde nun die einzelnen Dotierungsbereiche diskutieren und mit Ergebnissen anderer Gruppen vergleichen. Zunächst beginne ich mit dem strontiumfreien $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$: Undotiertes La_2CuO_4 gilt als ein exzellentes Beispiel für einen 2D-Spin $\frac{1}{2}$ -Heisenberg-Antiferromagneten [122, 171, 179]. Die Néeltemperatur T_N ist stark vom genauen Sauerstoffgehalt abhängig. Als Maximalwert wird $T_N \approx 325\text{K}$ gefunden [131], doch werden, insbesondere in älteren Veröffentlichungen, auch deutlich geringere Néeltemperaturen (z. T. sogar weniger als 250K) genannt. Die Substitution von Lanthan durch Neodym oder Europium sollte T_N unverändert lassen, jedoch erhöht sich durch Eindotieren von Selten-Erd-Atomen die Tendenz, interstitiellen Sauerstoff in die Struktur aufzunehmen [132]. In der Literatur findet man $T_N = 303\text{K}$ [227] und $T_N = 316\text{K}$ [132] für $\text{La}_{1.65}\text{Nd}_{0.35}\text{CuO}_4$. Unsere Messungen an $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$ ergeben einen Wert von ca. 280K, was deutlich unter dem Maximalwert liegt. Da die Probe lediglich ca. 4 Tage bei 600°C in Argon nachgetempert und danach an Luft gelagert wurde, ist eine reduzierte Néeltemperatur aber nicht überraschend.

Die Myonenspinpräzessionsfrequenz ν in der antiferromagnetisch geordneten Phase ist proportional zur Untergittermagnetisierung. In der Literatur findet man drei verschiedene Potenzgesetze zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Untergittermagnetisierung, die allerdings einer fundierten physikalischen Grundlage entbehren:

- Matsumura et al. [179] verwenden für ihre NMR-Daten:

$$\nu(T) = \nu(0) \left[1 - A \cdot T^\beta \right] \quad \text{mit} \quad \beta = 2 \quad (6.1)$$

- Borsa et al. und andere Gruppen [22, 23, 28, 236, 237] beschreiben ihre NQR- und μSR -Daten an $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und vergleichbaren Systemen mit:

$$\nu(y, T) = \nu(y, T = 0) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_N} \right)^\beta \quad (6.2)$$

- Die Theorie für schwach itinerante Antiferromagneten [103] gibt die folgende Temperaturabhängigkeit für $\nu(y, T)$ an:

$$\nu(y, T) = \nu(y, T = 0) \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_N} \right)^{1.5} \right)^{0.5} \quad (6.3)$$

Nishihara et al. [194] wenden dies erfolgreich auf ihre ^{139}La -NQR-Daten an.

Alle drei $v(T)$ -Funktionen liefern nur eine schlechte Beschreibung unseres Frequenzverlaufs in $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$. Der Anstieg von v bei Unterschreiten von T_N verläuft deutlich steiler als die Funktionen 6.1 und 6.3. Für den Exponenten des $\frac{T}{T_N}$ -Terms in Gl. 6.3 müssen Werte von etwa 8 – 10 eingesetzt werden. Für die Funktion 6.2 finde ich $\beta = 0.035 \pm 0.035$. Schon der Fehler von 100% zeigt das Versagen auch dieser Theoriefunktion an. Die Werte, die Borsa et al. für β angeben, sind etwa eine Größenordnung größer. Ein möglicher Frequenzsprung von ca. 0.2 – 0.4 MHz beim LTO-Pccn-Übergang wurde als Ursache für das Versagen der Fitfunktionen in Betracht gezogen, scheidet aber als alleinige Erklärung aus. MacLaughlin et al. [164] sehen ebenso in La_2CuO_4 mit ^{139}La -NQR einen sehr steilen Anstieg der Untergittermagnetisierung mit $\beta < 0.1$ bei Unterschreiten von T_N .

6.4 Bereich niedriger Strontium-Dotierungen

Nun komme ich zum Sr-Dotierungsbereich von $0 < y < 0.02$. Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, ähneln unsere Ergebnisse an $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ in diesem Dotierungsbereich sehr stark denen an Proben ohne Selten-Erd-Dotierung.

6.4.1 Temperaturbereich oberhalb 30K

Betrachten wir wiederum zunächst den Temperaturbereich oberhalb von 30K: Borsa et al. [22, 23] beschreiben den Temperaturverlauf der Untergittermagnetisierung in niedrig-dotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit Gleichung 6.2 und finden $\beta = 0.21$ für ihre μSR -Daten und $\beta = 0.41$ für ihre NQR-Daten. Aufgrund des LTO-Pccn-Übergangs ist eine Anwendung von Gl. 6.2 auf die Frequenzen in den Eu-dotierten Proben nur eingeschränkt möglich. Ich passe die Funktion nur auf den Temperaturbereich zwischen 30K und T_{LT} an und finde für den kritischen Exponenten die Werte $\beta = 0.17$ für $y = 0.014$, $\beta = 0.40$ für $y = 0.016$ und $\beta = 0.54$ für $y = 0.018$. Der Anstieg der β -Werte hat zwei Gründe: Zum einen liegt T_{LT} für höhere Sr-Konzentrationen näher an T_O , so daß der Anstiegsbereich der Frequenz stärker berücksichtigt wird. Zum zweiten zeigt der Verlauf des paramagnetischen Signalanteils (s. Abb. 4.3), daß der magnetische Übergang mit steigendem y stärker verschmiert ist, wodurch der kritische Exponent β ansteigt. Diese Verschmierung des Übergangs begründet auch den Unterschied der β -Werte aus μSR - und NMR-Messungen, den Borsa et al. finden.

Cho et al. [52] bemerken, daß sich die Reduktion der Néeltemperatur T_N in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ im niedrigdotierten Bereich im Einklang mit der *finite scaling theory* [78] durch die folgende Beziehung beschreiben läßt:

$$T_N(y) = T_N(y=0) \cdot \left[1 - \left(\frac{y}{y_c} \right)^2 \right] \quad \text{mit } y_c = 0.02 \quad (6.4)$$

Die drei von mir untersuchten Eu-dotierten Proben mit Strontiumkonzentrationen unter 0.02 genügen nicht, um selbst eine $T_N(y)$ -Funktion zu bestimmen, jedoch stehen sie im Rahmen der Meßgenauigkeit im Einklang mit Gleichung 6.4.

Für die Dotierungsabhängigkeit des Sättigungswertes v_{sat} der Myonenspinrotationsfrequenz bei Nichtberücksichtigung des Temperaturbereichs unterhalb von 30K geben Borsa et al. [22, 23] für $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ die folgende Funktion an:

$$v_{sat}(y) = v_{sat}(y=0) \cdot \left(1 - \frac{y}{y_c}\right)^n \quad \text{mit } n = 0.236 \quad \text{und } y_c \approx 0.02 \quad (6.5)$$

Bucci et al. [28] zeigen, daß diese Beziehung ebenfalls für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ gilt, wenn man die unterschiedliche Dotierungseffektivität der Sauerstoffdotierung berücksichtigt. Unsere drei Proben mit Sr-Dotierungen $y < 0.02$ reichen wiederum nicht aus, um eigene Werte für n oder y_c zu bestimmen, doch stimmen die aus Gleichung 6.5 berechneten Werte⁹ für $v_{sat}(y)$ im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den in Tabelle 4.1 angegebenen überein.

Die Néeltemperatur T_N und die Temperatur T_{LT} des LTO-Pccn-Übergangs im Eu-dotierten System wurden von Hücker [116] mit dc-Suszeptibilitätsmessungen untersucht. T_{LT} zeigt sich jeweils als kleine Unstetigkeit in der Suszeptibilität, gefolgt von einem kontinuierlichen Anstieg (s. Abb. 6.2). Der Néelpeak bei T_N wird mit zunehmender Strontiumdotierung immer breiter und ist im Eu-dotierten System für $T_N < T_{LT}$ kaum nachweisbar. Die antiferromagnetisch geordneten Cu-Spins liegen in der LTO-Phase nicht exakt in der a - b -Ebene. Alle Spins einer Ebene sind aufgrund der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung um ca. 0.2° aus der Ebene herausgekippt [207, 249, 290], was einem ferromagnetischen *out-of-plane*-Moment von ca. $10^{-3}\mu_B$ pro Cu-Atom entspricht. Im Nullfeld koppeln die einzelnen Ebenen wiederum auch in z -Richtung antiferromagnetisch. Der schwache Peak in der Suszeptibilität χ tritt auf, wenn die antiferromagnetische interplanare Kopplung bei T_N aufbricht. In der LTT/Pccn-Phase ist die antiferromagnetische interplanare Kopplung nicht mehr vorhanden, wodurch der Anstieg der Suszeptibilität unterhalb T_{LT} zustande kommt. In Magnetisierungsmessungen beobachtet man sowohl in Eu-dotierten als auch in Nd-dotierten Proben ein schwaches ferromagnetisches Moment, das oberhalb von T_{LT} verschwindet [62, 63, 116].

6.4.2 Temperaturbereich unterhalb 30K

Watanabe et al. [278, 279] fanden 1990 in ihren ^{139}La -NQR- und -NMR-Messungen an niedrigdotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{2-y}\text{Ba}_y\text{CuO}_4$ einen zusätzlichen Anstieg der Untergittermagnetisierung¹⁰ unterhalb von 30K. In den folgenden Jahren wurde dieser Anstieg von verschiedenen Forschergruppen mit NQR, ESR und μSR untersucht [22, 23, 53, 207]. Neben dem Anstieg der Untergittermagnetisierung (s. Abb. 6.3) beobachtet man in μSR - und NMR-/NQR-Messungen außerdem ein Maximum der longitudinalen Relaxationsrate λ_L bei einer Temperatur T_f . Dies zeigt, daß der Anstieg der Untergittermagnetisierung durch das Einfrieren weiterer Spinfreiheitsgrade hervorgerufen wird. Auch im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ -System [28, 192, 193] tritt dieser zusätzliche Anstieg der Untergittermagnetisierung verbunden mit einem Maximum in der longitudinalen Relaxationsrate auf. T_f

⁹Ich habe $v_{sat}(y=0) = 4.8\text{MHz}$, $y_c = 0.02$ und $n = 0.236$ eingesetzt.

¹⁰Der experimentell gefundene Anstieg des transferierten Hyperfeinfeldes am Lanthan wurde von Watanabe et al. zunächst fälschlich als Änderung der Orbitalbesetzung am apischen Sauerstoff interpretiert.

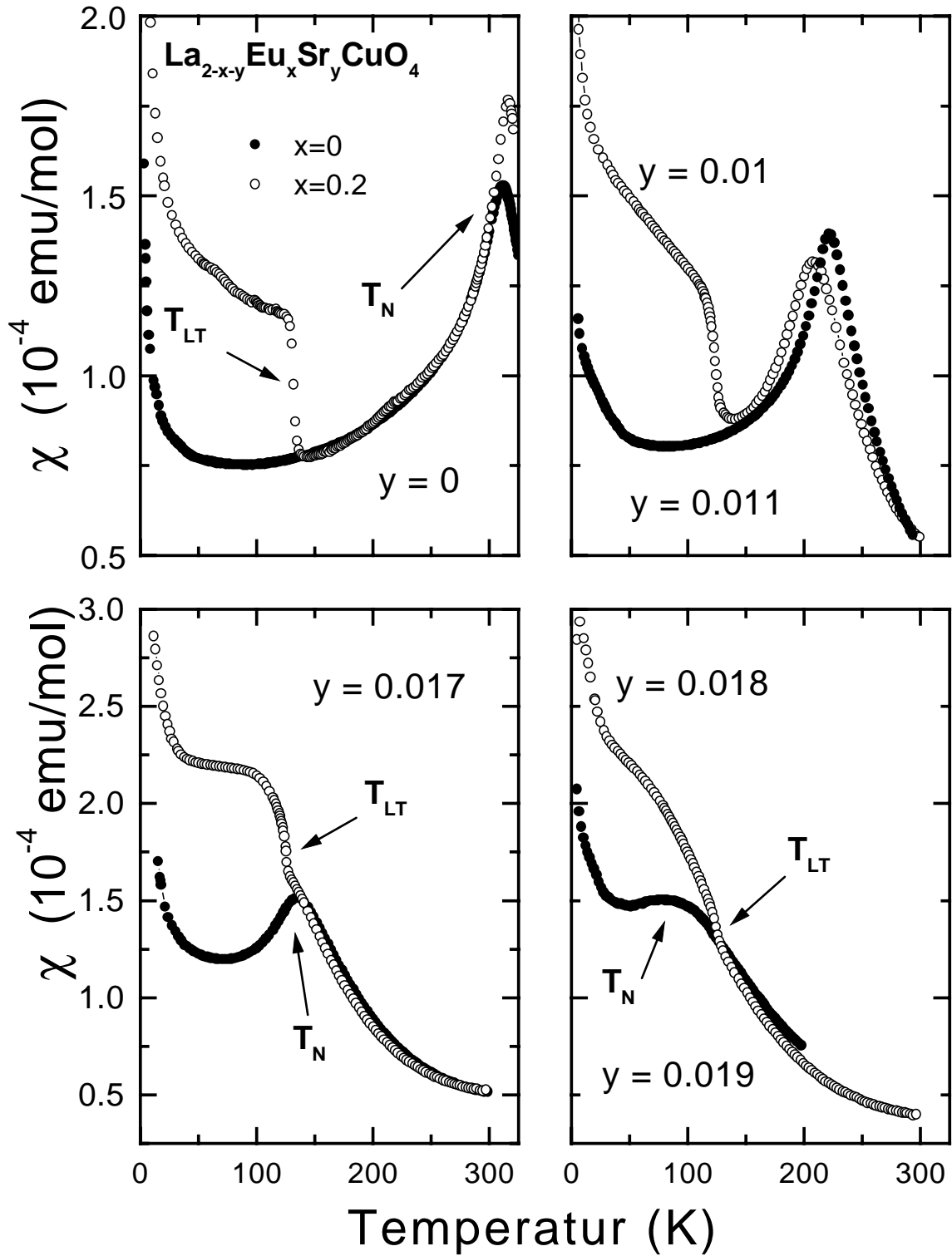


Abbildung 6.2: Temperaturverlauf der Suszeptibilität von $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ (aus [116])

kann durch Anlegen eines Magnetfeldes leicht erhöht werden [23], im Nullfeld findet man $T_f = 815\text{K} \cdot y$ für die Abhängigkeit von der Lochdotierung y [22, 23, 53, 192, 193]. Bei Widerstandsmessungen an niedrigdotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ beobachtet man erst oberhalb von ca. 70K thermisch aktivierte elektrische Leitfähigkeit, bei tiefen Temperaturen *variable range hopping* [46, 48]. Daraus folgt, daß die Ladungsträger bei tiefen Temperaturen stark lokalisiert sind, während sie bei erhöhten Temperaturen delokalisieren.

Im Laufe der Jahre wurden verschiedene Modelle zur Beschreibung des niedrigdotierten Bereichs publiziert, von denen ich hier jetzt einige vorstellen möchte: Zunächst einmal ist festzustellen, daß die starke Reduktion der Néeltemperatur nicht allein durch die statistische Entfernung von Kupferspins erklärt werden kann. Sowohl theoretische Betrachtungen für den 2D-Heisenberg-Antiferromagneten als auch Untersuchungen an zinkdotiertem La_2CuO_4 führen zu einer deutlich geringeren Senkung von T_N [39, 57, 58, 252]. Die Dynamik der durch Sr- oder O-Dotierung eingebrachten Löcher hat also einen großen Einfluß auf die magnetische Ordnung. Eines der ersten Modelle zur Beschreibung der Unterdrückung der langreichweitigen magnetischen Ordnung durch bewegliche Spinlöcher ist das *frustrated bond model* von Aharony et al. [2]. Emery et al. [70–72] wiesen 1990 auf eine Tendenz des t - J -Modells hin, bei niedrigen Lochdotierungen Phasenseparation in ladungsträgerreiche und ladungsträgerfreie Bereiche auszubilden. Daraus entstand ein *Ladungsflußmodell* für den niedrigdotierten Bereich [23, 52, 123, 124], demzufolge sich die Ladungsträger in streifenförmigen (oder allgemeiner geformten) Domänenwänden anordnen, in denen sie sich oberhalb von 30K frei bewegen. Durch die reduzierte Größe der Domänen werden die Untergittermagnetisierung und T_N reduziert. Unterhalb von 30K werden die Löcher bei den Dotierungsatomen lokalisiert, wodurch die Untermagnetisierung wieder annähernd auf den Wert der undotierten Probe ansteigt. Castro Neto und Hone [43, 112] entwickeln sogar ein Streifenmodell für den Dotierungsbereich $y < 0.02$, das deutliche Parallelen zum Streifenmodell für $y \approx \frac{1}{8}$ aufweist. Ein ähnliches Modell für niedrige Lochdotierungen entwickeln auch Hammel et al. [99]. Dimashko et al. [67] versuchen den Übergang vom Isolator zum Supraleiter durch Fluktuationen in der Streifenordnung zu modellieren.

Gooding et al. [89–92, 144, 216] beschreiben den Einfluß eines Ladungslochs auf die antiferromagnetische Ordnung mit einem *Skyrmion*-Zustand und bauen darauf ein Modell für die niedrigen Dotierungen auf, das bis in den Cluster-Spinalgas-Bereich hineinreicht. Das Modell ist in der Lage, die Abhängigkeit der aus Neutronendaten [131] gewonnenen Spin-Spin-Korrelationslänge in der Ebene zu erklären. Die Betrachtung der 2-Skyrmion-Wechselwirkung führt auf die Beziehung $T_f = T_J \cdot y$ (mit $T_J \approx 743\text{K} - 805\text{K}$) für die Einfriertemperatur der transversalen Spins. Die Nachbildung der experimentellen $T_f(y)$ -Abhängigkeit aus einfachen Annahmen und der intraplanaren magnetischen Kopplungskonstante J ist eine der überzeugendsten Leistungen des Modells von Gooding et al. Mit Simulationsrechnungen kann zudem das Verschwinden der langreichweitigen Ordnung bei $y \approx 0.02 - 0.035$ nachvollzogen werden. Auch die Temperatur- und Dotierungsabhängigkeit der Transportgrößen lassen sich mit Hilfe des Modells nachbilden.

Qualitativ passen meine μSR -Daten an $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y < 0.02$ sehr gut zu den Ergebnissen an $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$. Der durch die Selten-Erd-Dotierung induzierte strukturelle Phasenübergang verändert die elektronische Struktur nicht grundlegend. Der Fre-

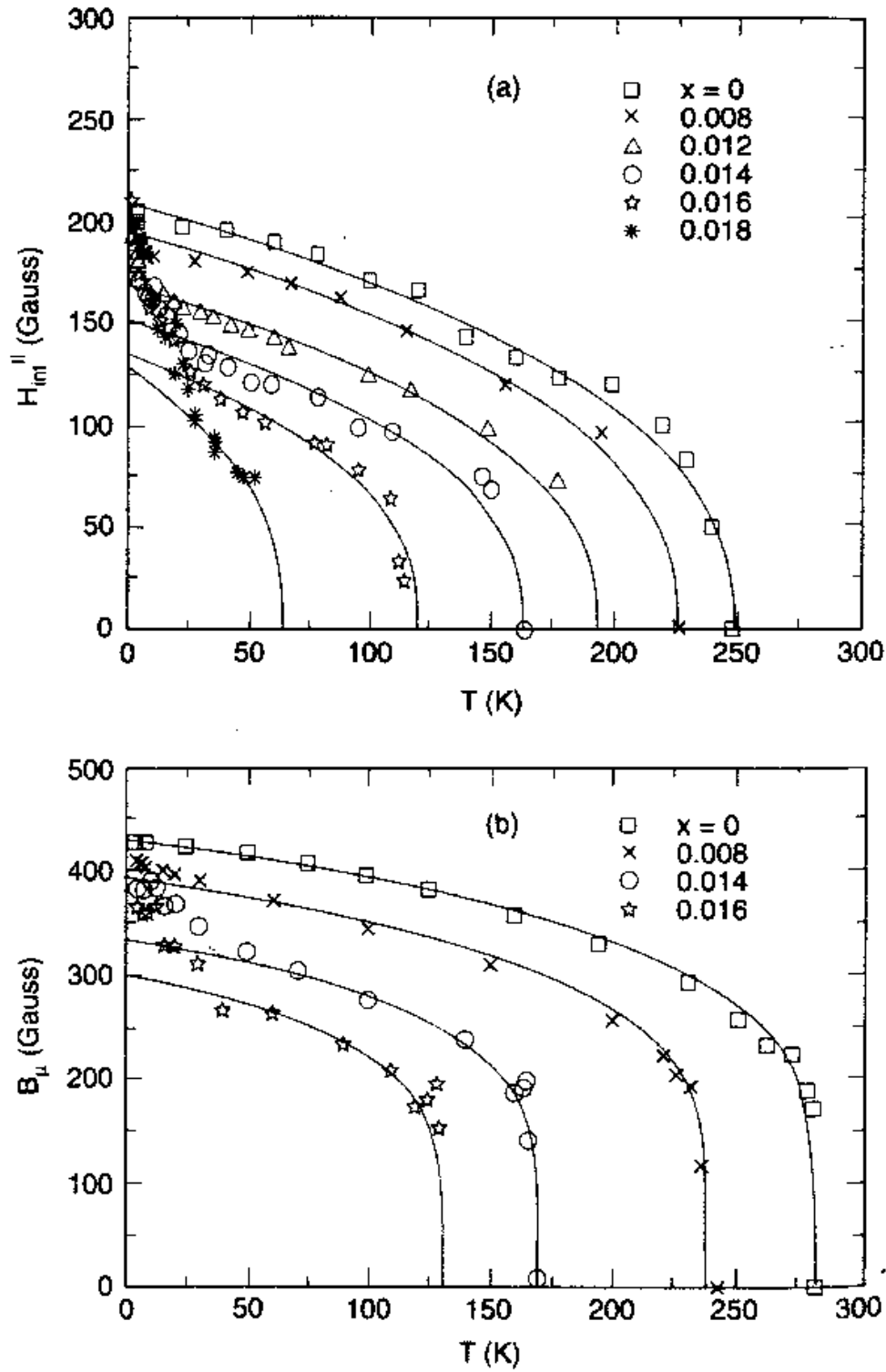


Abbildung 6.3: Temperaturverlauf des transferierten Hyperfeinfeldes H_{int} am Kern des Lanthan-Atoms und des internen Feldes B_{μ} am Myonenort in niedrigdotiertem $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (aus [23])

quenzanstieg unterhalb von 30K, das Einmünden der Frequenz beim Wert der Sr-freien Proben, das Maximum in der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L bei der Einfriertemperatur T_f (im Nullfeld) und die Feldabhängigkeit der Lage des Maximums von λ_L im μ SR-Experiment werden von uns auch in den Eu-dotierten Proben beobachtet. Quantitativ zeigt sich aber ein markanter Unterschied: Für T_f finde ich Werte von ca. 7K (mit im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht nachweisbarer Dotierungsabhängigkeit), was etwa um den Faktor 2 unterhalb von den experimentellen Werten des $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Systems und von der Beziehung $T_f = 815\text{K} \cdot y$ liegt. Diese deutliche Diskrepanz wird durch ^{139}La -NQR-Messungen von Suh et al. [236] bestätigt, die für $\text{La}_{1.785}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.015}\text{CuO}_4$ einen Wert von $T_f = 6\text{K}$ angeben. Die Reduktion von T_f ist höchstwahrscheinlich durch die Pccn-Struktur verursacht. Nach Gooding et al. [91] geht die intraplanare Austauschkonstante J linear in die Einfriertemperatur T_f ein. Eine Halbierung von T_f bedeutet demnach bei Gültigkeit des Gooding-Modells eine Halbierung der Austauschkonstante J . Suszeptibilitätsmessungen bei hohen Temperaturen könnten diesen Punkt klären. Vermutlich ist eine Erweiterung des Gooding-Modells notwendig, um den geringeren T_f -Werten in der Pccn-Phase Rechnung zu tragen. Auch in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-y}\text{Li}_y\text{O}_4$ findet man einen zusätzlichen Anstieg der Untergittermagnetisierung verbunden mit einem Maximum in der longitudinalen Relaxationsrate bei T_f . Ebenso wie in meinen Eu-dotierten Proben liegen die Werte für T_f unterhalb der Beziehung $T_f = 815\text{K} \cdot y$ [237]. Den Verlauf der longitudinalen NQR-Relaxationsrate passen Suh et al. für $T_f < T < T_{LT}$ mit einer Exponentialfunktion $\lambda_L \propto \exp(E_A/k_B T)$ an und bestimmen eine Anregungsenergie von $E_A = 62 \pm 5\text{K}$. Ich erhalte auf diese Weise für meine μ SR-Daten erheblich geringere Werte von ca. 20K für E_A . Die Relaxationsraten von NQR/NMR und ZF- μ SR messen die Spinfluktuationen in unterschiedlichen Frequenzbereichen und sind daher nicht vergleichbar.

Nicht nur in einem niedrigeren T_f offenbart sich der Unterschied der Eu-dotierten Proben von den $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Proben mit $y < 0.02$ ohne Selten-Erd-Dotierung: Kataev et al. [128, 129] beobachten im Temperaturbereich unterhalb von etwa 50K einen Kollaps der Gd-ESR-Linie, der in Eu-freien Proben nicht gefunden wird [230]. Dieser Kollaps wird verursacht durch elektronische Fluktuationen mit Frequenzen von ca. 10^{10}Hz . Diese Fluktuationsraten sind zu hoch, um sich in den μ SR-Spektren als merklicher Anstieg der Dämpfung zu äußern.

6.4.3 Die zinkdotierte Probe

Der Einfluß von Zink als Dotierung auf La_2CuO_4 und supraleitendes $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y \approx 0.15$ wurde von zahlreichen Gruppen untersucht und mit anderen Substituenten auf Kupferplätzen wie Lithium und Nickel verglichen. Schon wenige Atomprozent Zink genügen, um die Supraleitung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ zu unterdrücken [136, 155, 252, 289]. Die Reduktion von T_c durch Zink ist effektiver als durch Nickel oder Lithium [82, 136, 213, 252]. Ursache der Unterdrückung der Supraleitung ist die Zerstörung der Cu-O-Hybridisierung. Nachumi et al. [13, 186–188] haben den Einfluß der Zinkdotierung auf die Supraleitung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.15$ und 0.20 und in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.63}$ mit TF- μ SR untersucht. Sie beschreiben ihre Ergebnisse in einem „Schweizer-Käse-Modell“, bei dem die Ladungsträger in einem Bereich $\xi_{ab}^2 \pi$ um die Zinkatome herum von der Supra-

leitung ausgeschlossen sind. ξ_{ab} bezeichnet hierbei die Kohärenzlänge in der a - b -Ebene. Castro Neto und Balatsky [44] erklären die Unterdrückung der Supraleitung mit Pinning der dynamischen Streifenkorrelationen durch die Zinkatome.

Während Zink die Supraleitung effektiver unterdrückt als Lithium, wird die Néeltemperatur T_N in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ deutlich langsamer gesenkt als durch Li-, Sr- oder O-Dotierung [96, 150, 151, 155, 213]. Für $\frac{1}{T_N(0)} \cdot \frac{dT_N(z)}{dz}$ (für $z \rightarrow 0$) findet man Werte zwischen -4 [57, 58] und -7 [39]. Der Verlauf von $T_N(z)$ ist annähernd linear [58, 117, 203]. Erst bei $z \approx 0.2$ wird die Néelordnung komplett unterdrückt. Dennoch erfüllt selbst die Zinkdotierung nicht die theoretischen Voraussagen für unmagnetische komplett lokalisierte Verunreinigungen in einem 2D-Heisenberg-Antiferromagneten. Dort erwartet man $\frac{1}{T_N(0)} \cdot \frac{dT_N(z)}{dz} = -\pi$ (für $z \rightarrow 0$) und $T_N(z) \rightarrow 0$ für $z = 0.41$ [57, 58, 131]. Die vergleichsweise schwache Reduktion von T_N in zinkdotierten Proben mit stark lokalisierten Spinfehlstellen auf Kupferplätzen belegt überzeugend die wichtige Rolle der Ladungslochdelokalisierung und -bewegung zur Erklärung der Eigenschaften des niedrigdotierten $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Systems. Aufgrund der starken Lokalisierung der durch Zinkdotierung eingebrachten Spinfehlstellen ist auch eine Reduktion der Untergittermagnetisierung oberhalb von 30K, wie sie in niedrigdotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ oder auch in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-y}\text{Li}_y\text{O}_4$ beobachtet wird, in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ nicht vorhanden [57, 58] (s. Abb. 6.4).

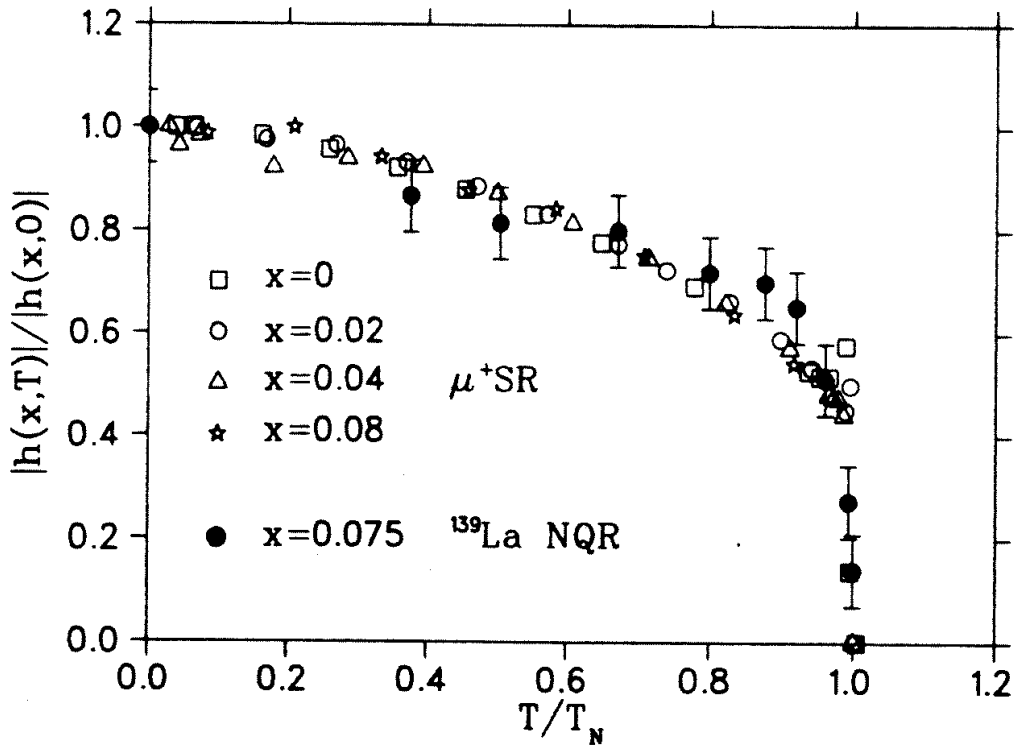


Abbildung 6.4: Temperaturabhängigkeit der Untergittermagnetisierung in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ in reduzierten Skalen dargestellt (aus [58])

Unsere Ergebnisse an $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$ lassen sich nicht allein durch die Lokalisierung der durch Zinkdotierung eingebrachten Spinfehlstellen erklären. Es ist wie im $\text{La}_2\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ -System keine Reduktion der Untergittermagnetisierung oberhalb von 30K zu sehen. Daraus folgt, daß die Zinkdotierung auch die Mobilität der durch Strontium eingebrachten Ladungslöcher stark reduzieren muß. Auch mit anderen Meßmethoden zeigt sich der Einfluß der Zinkdotierung auf die Mobilität der Ladungslöcher: Hücker et al. [117, 203] sehen in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ mit zunehmender Zn-Dotierung z zunächst einen Anstieg von T_N (s. Abb. 3.3), bevor T_N dann ab $z \approx 0.06$ wieder abnimmt. Aus Widerstandsmessungen läßt sich mit Hilfe des Anderson-Modells [4] der Lokalisationsradius r_{loc} der Ladungsträger bestimmen. In Abbildung 6.5 sind die von Hosni [113] bestimmten Werte für r_{loc} in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ aufgetragen. Der Lokalisationsradius r_{loc} nimmt mit zunehmender Zinkdotierung z ab und sättigt oberhalb von $z \approx 0.15$ bei einem Wert von $r_{loc} \approx 1.2\text{\AA}$. (Der mittlere Abstand zwischen zwei Zinkatomen beträgt $r_{Zn} = 9.8\text{\AA}$ für $z = 0.15$.)

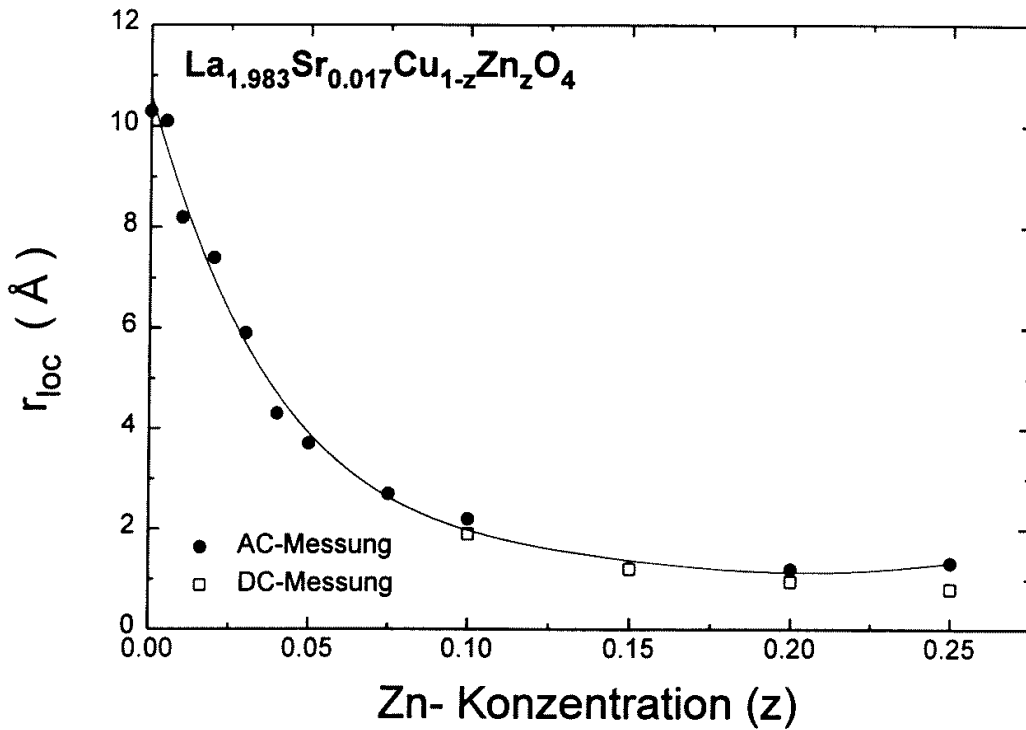


Abbildung 6.5: Lokalisationsradius r_{loc} der Ladungsträger in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Zinkkonzentration z (aus [113])

Noch drastischer äußert sich die durch Zink hervorgerufene Lokalisierung der Ladungslöcher in $\text{La}_{1.977}\text{Sr}_{0.023}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$. Das zinkfreie $\text{La}_{1.977}\text{Sr}_{0.023}\text{CuO}_4$ zeigt keine Néelordnung mehr. Durch Zinkdotierung kann ein Wiedererscheinen der Néelordnung mit einem maximalen T_N von etwa 87K bei $z = 0.10$ erreicht werden (s. Abb. 6.6). Der sprunghafte Anstieg von T_N von nahezu Null bei $z = 0.035$ auf ca. 70K bei $z = 0.05$ läßt vermuten, daß

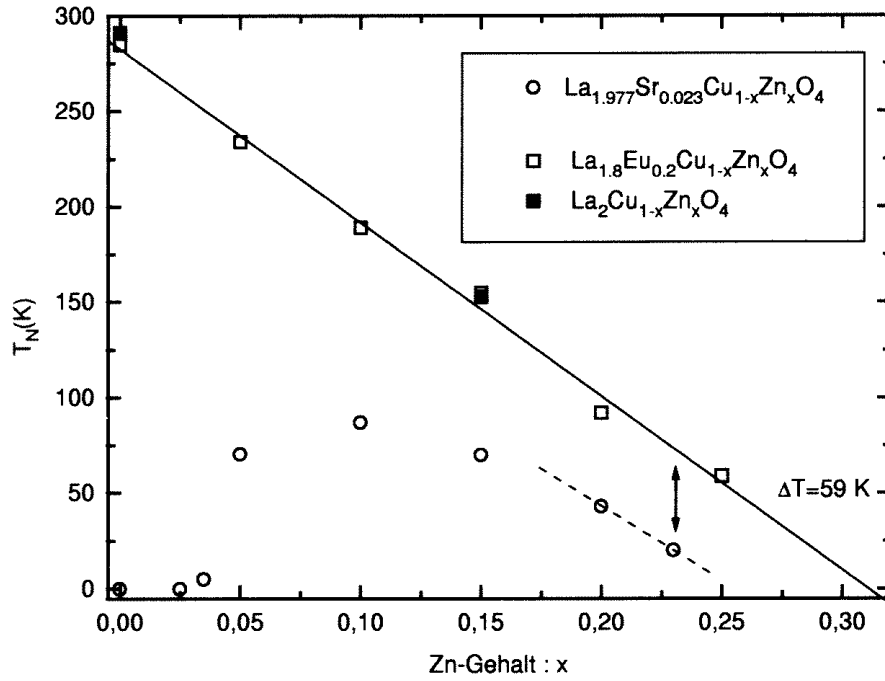


Abbildung 6.6: Néeltemperatur T_N in $\text{La}_{1.977}\text{Sr}_{0.023}\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$, $\text{La}_{1.8}\text{Eu}_{0.2}\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ und $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Zinkkonzentration x (aus [203])

eine Unstetigkeit im $T_N(z)$ -Verlauf und wahrscheinlich auch im $T_N(y)$ -Verlauf existiert. Phasenseparation könnte die Ursache für diese Unstetigkeit sein.

Die Ursache der starken Einschränkung der Mobilität der Ladungsträger durch Zinkdotierung ist bis dato noch nicht bekannt. Sera et al. [226] machen den Einfluß der Zinkdotierung auf die Gitterschwingungen für die Reduktion der Ladungsträgermobilität verantwortlich, doch ist dies als Erklärung unzureichend. Die Hauptursache ist vermutlich, daß die Zinkatome die Cu-O-Hybridisierung stören und daher als Streuzentren fungieren. μSR -Experimente zur weiteren Untersuchung der zinkinduzierten Lokalisierung der Ladungslöcher sind geplant. Ein besonderes Augenmerk gilt dabei dem Maximum der longitudinalen Relaxationsrate. Verschiebt sich das Maximum durch die Zinkdotierung zu höheren oder niedrigeren Temperaturen, oder verliert es lediglich an Intensität und verschwindet? Ebenso möchten wir klären, ob $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ durch Phasenseparation Unstetigkeiten im $T_N(y, z)$ -Verlauf aufweist. Als ein erstes mögliches Indiz für die Existenz einer solchen Unstetigkeit kann man die Ergebnisse unserer μSR -Messungen an $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$ ansehen: 60% des Probenvolumens zeigen eine magnetische Ordnungstemperatur $T_O = 20\text{K}$. Dabei handelt es sich höchstwahrscheinlich nicht mehr um langreichweitige Néelordnung, sondern um magnetisch ordnende Cluster (vgl. Abschnitt 6.5). Die übrigen 40% der Probe haben eine Néeltemperatur $T_N \geq 50\text{K}$. Leider wurden an dieser Probe keine Messungen bei Temperaturen zwischen 50 und 100K durchgeführt, so daß T_N nicht bekannt ist. Es sieht so aus, als ob die Probe in lochreichere Regionen mit $T_O = 20\text{K}$ und lochärmere Regionen mit $T_N \geq 50\text{K}$ phasensepariert ist.

6.5 Der Cluster-Spinglas-Bereich

Oberhalb einer Sr-Dotierung von $y = 0.02$ ist die langreichweitige dreidimensionale antiferromagnetische Ordnung in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ unterdrückt. Dennoch bleibt das zweidimensionale dynamische Ordnungsmuster von reinem La_2CuO_4 bei höheren Dotierungen erhalten, wenn auch mit stark reduzierter Spin-Spin-Korrelationslänge [16]. Mit lokalen Sondenmethoden wie μSR oder NMR/NQR wird bei tiefen Temperaturen auch für $y \geq 0.02$ statische magnetische Ordnung gefunden. 1988 äußerten Aharony et al. [2] die Vermutung, daß $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ im Dotierungsbereich zwischen $y = 0.02$ und dem Metall-Isolator-Übergang bei $y \approx 0.05$ Spinglasverhalten zeigt. Cho et al. [51] wiesen darauf hin, daß es sich dabei aber nicht um ein konventionelles Spinglas, sondern um ein Cluster-Spinglas handelt (s. Abschnitt 1.3.3). Erst 1995 gelang es Chou et al. [18, 54], in $\text{La}_{1.96}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$ klassische Spinglaseigenschaften wie Irreversibilität und Remanenz unterhalb der Spinglastemperatur $T_g = 7\text{K}$ nachzuweisen. Die Relaxation der Remanenz läßt sich durch einen *stretched exponential* mit einem Exponenten $\beta = 0.31 \pm 0.07$ beschreiben¹¹. Im Temperaturbereich zwischen 20K und 100K folgt die Magnetisierung einem Curiegesetz, jedoch mit einer sehr kleinen Curiekonstanten C [54, 92]. Nimmt man an, daß die Kupferatome einen Spin von $S = \frac{1}{2}\hbar$ mit einem g-Faktor von 2 besitzen, so ergibt sich aus der Curiekonstanten, daß nur etwa 0.2 – 0.5% der Kupferspins zur Magnetisierung beitragen.

Entgegen der Vermutung von Aharony et al. ist die Beobachtung von statischer lokaler magnetischer Ordnung nicht durch den Metall-Isolator-Übergang begrenzt, sondern wird bis $y \approx 0.10$ mit abnehmendem Volumenanteil gefunden¹². Mit inelastischer Neutronenstreuung ist aber ab $y = 0.05$ eine Veränderung zu beobachten: Während für $y < 0.05$ die dynamischen magnetischen Korrelationen noch kommensurabel sind [131, 177, 178, 293–295], erkennt man oberhalb von $y = 0.05$ inkommensurable Streifenkorrelationen [293–295]. Die Breite der inkommensurablen Peaks ist bei $y = 0.05$ groß und nimmt dann mit zunehmender Dotierung bis $y = 0.125$ ab. Der Einsetzpunkt $y = 0.05$ der Streifenphase stimmt mit dem der Supraleitung und mit dem Metall-Isolator-Übergang überein.

In der Fachliteratur finden sich zahlreiche Untersuchungen der Spinglastemperatur T_g in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit Strontium-Dotierungen zwischen 0.02 und 0.10. Ich habe die Werte von Weidinger et al. [102, 109, 280], Cho et al. [51, 53, 123] und Niedermayer et al. [192, 193] zusammen mit meinen Werten für das Eu-dotierte System in Abb. 6.7 dargestellt¹³. Mit quasilastischer Neutronenstreuung finden Sternlieb et al. [234] eine Spinglastemperatur von $T_g^{\text{QENS}} = 20\text{K}$ in $\text{LaSr}_{0.06}\text{CuO}_4$, während ihre μSR -Untersuchungen einen Wert von $T_g^{\mu\text{SR}} = 6\text{K}$ liefern. Sie erklären diese Diskrepanz mit den um ca. sechs Zehnerpotenzen unterschiedlichen Zeitfenstern ihrer Meßmethoden.

Chou et al. [53, 123] weisen darauf hin, daß T_g in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ proportional zu $\frac{1}{y}$ abnimmt. Meine Werte für T_g in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ weichen deutlich von der Hyperbel $T_g = A \cdot \frac{1}{y}$ mit $A = 0.239\text{K}$ ab, die an die Werte von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ angepaßt wurde.

¹¹In klassischen Spingläsern findet man $\beta = \frac{1}{3}$.

¹²In den sauerstoffdotierten Systemen $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ findet man die Cluster-Spinglas-Phase in einem deutlich kleineren Dotierungsbereich.

¹³Vergleichbare Werte findet man auch in [18, 54, 101, 133, 234, 254].

Für die Dotierung $y = 0.02$ können kleine Unterschiede in der Ladungsträgerkonzentration (Sr- und O-Gehalt) in diesem steilen Bereich der Hyperbel zu stark unterschiedlichen Werten für die Spinglastemperatur T_g führen. Als mögliche Erklärung der gegenüber $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ deutlich erhöhten T_g -Werte in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ für $y = 0.08$ und 0.10 scheiden leichte Abweichungen im Sr- oder O-Gehalt jedoch aus. Das Einsetzen von statischer Streifenordnung ist mit großer Wahrscheinlichkeit die Ursache. Ab welcher Dotierung y Streifenordnung einsetzt, kann aus meinen Daten nicht genau ermittelt werden. Ich schätze aus dem $T_g(y)$ -Verlauf einen Wert von $y = 0.06 \pm 0.01$ ab. Vermutlich stimmen der Einsetzpunkt für statische Streifenordnung in Selten-Erd-dotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ in der LTT-Phase und der für dynamische Streifenkorrelationen in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ in der LTO-Phase (gefundener Wert $y = 0.05$) überein.

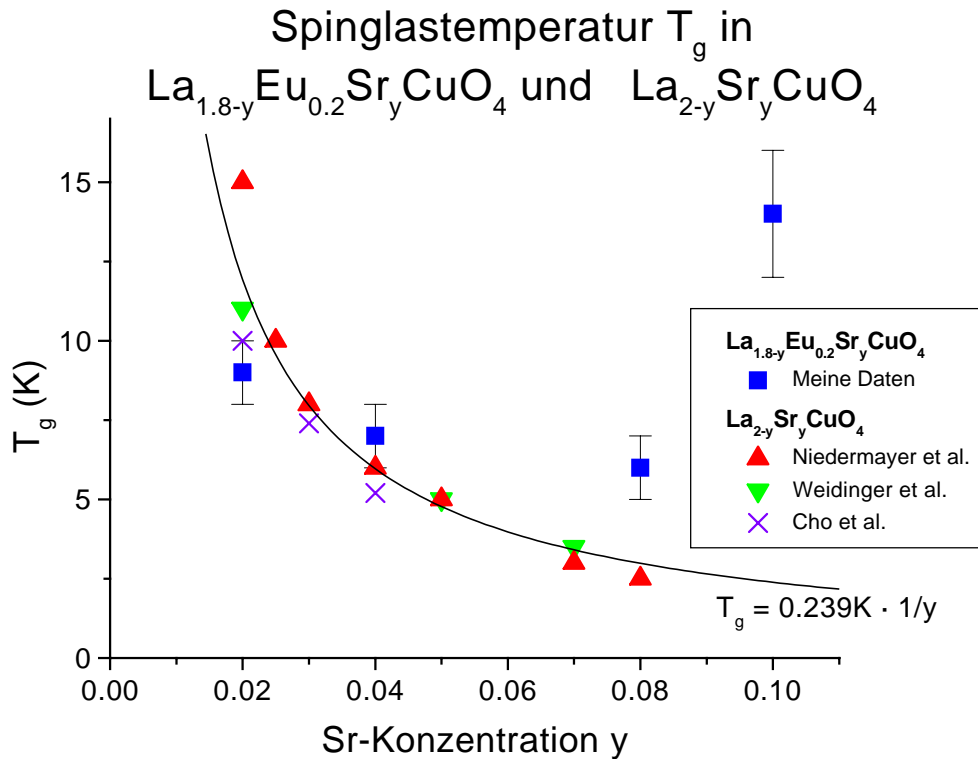


Abbildung 6.7: Spinglastemperatur T_g in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ im Dotierungsbereich $y = 0.02 - 0.10$

Durch Entkopplungsexperimente kann der dynamische Anteil der Myonenspindepolarisation bestimmt werden. Es zeigt sich, daß die Dynamik in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $0.02 \leq y \leq 0.08$ im Vergleich zu $\text{La}_{1.94}\text{Sr}_{0.06}\text{CuO}_4$ [234] deutlich geringer ist. Die Sättigungsfrequenz ν_{sat} der Myonenspinpräzession hat für eine Lochkonzentration von $y = 0.02$ in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ noch annähernd den Wert des undotierten Systems¹⁴. Durch weitere Sr-Dotierung reduziert sich dann die Sättigungsfrequenz, bei $y = 0.08$ ist ν_{sat} auf ca. 60%

¹⁴Die Sr-Dotierung zerstört zunächst die langreichweitige antiferromagnetische Korrelation, während das geordnete Kupfermoment beinahe unverändert bleibt [16].

des Wertes der Sr-freien Probe zurückgegangen [193]. Ich finde in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ für v_{sat} bei $y = 0.02$ ebenfalls den Wert des undotierten Systems und bei $y = 0.08$ einen gegenüber den niedrigdotierten Proben um 40% reduzierten Wert für v_{sat} .

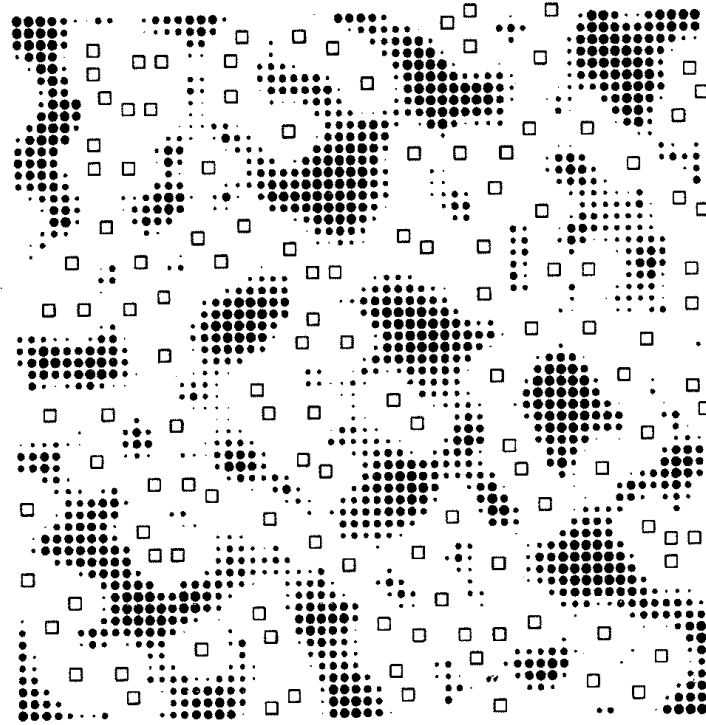


Abbildung 6.8: Simulierte Feldverteilung in einer CuO_2 -Ebene für eine Sr-Dotierung von $y = 0.035$ (aus [92]). Quadrate bezeichnen die CuO_2 -Plaketten, bei denen sich in der LaO -Ebene direkt darüber oder darunter ein Sr-Atom befindet. Kreise stehen für Plaketten mit einem lokalen Feld oberhalb von 99% des Maximalwertes.

Gooding und Salem [92] simulieren die magnetische Struktur von $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit Lochdotierungen zwischen $y = 0.02$ und 0.08 unter Anwendung des schon im Abschnitt 6.4 erwähnten Skyrmion-Modells. Für $y \geq 0.035$ finden sie keine langreichweitige magnetische Ordnung mehr¹⁵, aber dennoch Cluster mit statischer magnetischer Ordnung¹⁶. Abbildung 6.8 zeigt die simulierte Feldverteilung in einer CuO_2 -Ebene für eine Sr-Konzentration $y = 0.035$. Quadrate bezeichnen die CuO_2 -Plaketten, bei denen sich direkt darüber oder darunter ein Sr-Atom befindet. Kreise stehen für Plaketten mit einem lokalen Feld oberhalb von 99% des Maximalwertes. Die Simulation zeigt magnetisch geordnete Domänen, die durch Bereiche mit geringerem lokalem Feld voneinander getrennt sind. Die Sr-Atome befinden sich in Bereichen reduzierter oder zerstörter Ordnung. Eine Be-

¹⁵Für $y = 0.02$ verbietet die endliche Größe des simulierten Gitters eine sichere Entscheidung, ob die langreichweitige Ordnung zerstört ist.

¹⁶Bereits 1977 spekulierte Villain [273], daß zweifach entartete chirale Grundzustände zu einer Spinglasphase führen könnten.

rechnung der Spinkorrelationsfunktion $S(\mathbf{Q})$ für die simulierten Spinverteilungen liefert für $y = 0.02$ und $y = 0.035$ stets das Maximum beim kommensurablen antiferromagnetischen Wellenvektor $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$. Für höhere Dotierungen finden Gooding und Salem in zunehmendem Maße auch inkommensurable Spinkorrelationen, und zwar in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund entlang der Richtungen $(\pm\delta, 0)$ und $(0, \pm\delta)$. Neben der Vorstellung ihrer Simulationsergebnisse bieten Gooding und Salem außerdem eine einfache Abschätzung für die Curiekonstante C , die sowohl die experimentell gefundenen kleinen Werte für C als auch die Dotierungsabhängigkeit grob nachbildet.

Wenn man $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ mit Kalzium oder Strontium dotiert, tritt ebenfalls eine Cluster-Spinalgas-Phase auf [40]. Untersuchungen von Niedermayer et al. [192, 193] zeigen eindrucksvoll die Gemeinsamkeiten des $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ - und des $\text{Y}_{1-y}\text{Ca}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ -Systems, die auf ein universelles Verhalten der Kuprate hindeuten.

6.6 Der Streifenordnungsbereich

Wie bereits erwähnt, beobachtet man in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ ab einer Sr-Dotierung von $y = 0.05$ inkommensurable dynamische Spinkorrelationen, die als dynamische Streifenmodulation interpretiert werden. Diese Streifenkorrelationen können bereits oberhalb von T_c nachgewiesen werden. Endoh et al. [76, 292] sehen in $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, daß sich für $T < T_c$ eine Energielücke auftut, unterhalb derer die inkommensurablen Peaks nicht mehr nachweisbar sind¹⁷. Die fluktuierenden Streifen werden durch die LTT-Phase gepinnt und können eine statische Ladungs- und Spinstreifenordnung ausbilden. Die bereits 1991 in der LTT-Phase von $\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$ nachgewiesene magnetische Ordnung [142, 143, 162] ist also statische Streifenordnung¹⁸. Gleichzeitig mit dem Auftreten statischer Streifenordnung beobachtet man in der LTT-Phase eine starke Unterdrückung der Supraleitung.

Durch die teilweise Substitution von Lanthan durch Selten-Erd-Atome kann die LTT-Phase auf einen größeren Dotierungsbereich ausgeweitet werden. Obwohl die Unterdrückung der Supraleitung durch die LTT-Phase auch in dem erweiterten Dotierungsbereich schnell bestätigt werden konnte [30], waren die Aussagen zur magnetischen Ordnung in $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ zunächst widersprüchlich: Shamoto et al. [227] sahen keine magnetische Ordnung in $\text{La}_{1.49}\text{Nd}_{0.39}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$. ⁵⁷Fe- und ¹¹⁹Sn-Mössbauereffektmessungen an $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.6}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ von Breuer et al. [25, 27] lieferten 1993 Anzeichen für magnetische Ordnung bei 32K. Wright et al. [287] beobachteten 1994 in der spezifischen Wärme von $\text{La}_{1.875-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$ neben einer Anomalie bei T_{LT} eine zweite Anomalie bei ungefähr 30K. In diesem Temperaturbereich fanden wir in unseren μSR -Messungen an den Nd-dotierten Proben das Einsetzen magnetischer Ordnung. Erst durch elastische Neutronenstreuung gelang Tranquada et al. [259, 260, 262] der Nachweis der Streifenordnung in $\text{La}_{1.6-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.12 - 0.20$. Die magnetische Ordnung,

¹⁷Dies widerspricht älteren Veröffentlichungen von Mason et al. [175] und Matsuda et al. [178].

¹⁸Suzuki et al [244] sehen sogar statische Streifen in $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$. Koike et al. [137] berichten von Anzeichen für Streifenordnung in $\text{La}_{1.885}\text{Sr}_{0.115}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ mit $z = 0.01 - 0.02$ und geben als Ursache Pinning der Streifen an den Zinkionen an (s. auch Castro Neto und Balatsky [44]).

die wir mit Hilfe von μ SR-Messungen in $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ finden, kann damit eindeutig als statische Streifenordnung der Kupferspins identifiziert werden.

Ebenso wie in den Nd-dotierten Proben, sollte statische Streifenordnung in der LTT-Phase auch in anderen Selten-Erd-dotierten LaSr-Kupraten, wie zum Beispiel in unseren $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Proben, auftreten. Dennoch liegen zu Eu-dotierten Proben im Strontiumdotierungsbereich zwischen 0.10 und 0.20 keine Veröffentlichungen anderer Gruppen vor, in denen ein magnetischer Übergang beobachtet wird. Hücker et al. [115] sehen in dc-Suszeptibilitätsmessungen an $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $x = 0.20 - 0.24$ und $y = 0.04 - 0.17$ keine Anzeichen für statische Ordnung. Für Streifenordnung ist jedoch auch keine deutliche Signatur in der Suszeptibilität zu erwarten, da sich die *out-of-plane*-Momente einer Ebene jeweils kompensieren. Kataev et al. [128] beobachten mit ESR¹⁹ bei Temperaturen bis hinunter zu 8K ebenfalls keine statische Ordnung. Unterhalb von 70K sieht man aber in $\text{La}_{1.66}\text{Eu}_{0.24}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ einen deutlichen Anstieg der Linienbreite, verursacht durch eine Verlangsamung der Spinfluktuationsfrequenz um 2 Größenordnungen.

Baberski et al. [9, 34] sehen in nicht supraleitenden $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Proben in der LTT-Phase ein Maximum in der thermischen Leitfähigkeit bei ca. 25K. Ebenso zeigt sich in Thermokraftmessungen an $\text{La}_{2-x-y}\text{RE}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y \approx 0.11 - 0.15$ bei ausreichend großen Selten-Erd-Konzentrationen²⁰ x ein Minimum bei ca. 25K [145, 242, 243, 291]. Dies ist als Indiz für einen Phasenübergang zu werten, wobei aber nichts über die Natur des Übergangs gesagt werden kann. ¹³⁹La-NMR-Messungen im Temperaturbereich zwischen 10K und Raumtemperatur an der von uns mit μ SR untersuchten Probe $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ zeigen bei $26 \pm 4\text{K}$ ein Maximum in der longitudinalen Relaxationsrate [66]. Erste Auswertungen von ¹³⁹La-NMR-Messungen von Suh et al. [238] an einkristallinem $\text{La}_{1.675}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$ zeigen einen Anstieg des statischen Hyperfeinfeldes unterhalb von 30 – 40K und ein Maximum der longitudinalen Dämpfungsrate bei ca. 10K.

Obwohl der Nachweis der inkommensurablen Struktur der antiferromagnetischen Ordnung für die Eu-dotierten Proben mit elastischen Streumethoden noch aussteht, ist mit Sicherheit davon auszugehen, daß es sich bei der von uns beobachteten magnetischen Ordnung im Strontiumdotierungsbereich $y = 0.08 - 0.20$ wie in den Nd-dotierten Proben um streifenförmige Spinordnung handelt. Für einen quantitativen Vergleich der magnetischen Ordnungstemperaturen T_O und der Myonenspinpräzessionsfrequenzen ν bieten sich neben den Veröffentlichungen anderer Gruppen über das Nd-dotierte System auch an $\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.885}\text{Sr}_{0.115}\text{CuO}_4$ gewonnene Daten an (s. Tabelle 6.2). Die angegebenen Werte für ν_{sat} stimmen recht gut mit meinen Ergebnissen (s. Tabelle 4.3 und 5.1) überein und entsprechen einem geordneten Moment von ca. $0.3 - 0.35\mu_B$ pro Kupferatom. Die T_O -Werte hingegen streuen stark. Dies hat mehrere Gründe: Zum einen kann man die Werte verschiedener Untersuchungsmethoden aufgrund unterschiedlicher Zeitfenster nicht ohne weiteres vergleichen. So liefert die elastische Neutronenstreuung [259, 260] einen um 15K größeren Wert als μ SR-Messungen [163, 189] an der gleichen Probe. Zum anderen ist die Ordnungstemperatur T_O , wie unsere Messungen am

¹⁹Gd-ESR an Proben mit weniger als 1% Prozent Gd-Dotierung

²⁰Abhängig von den gewählten Selten-Erd-Ionen.

$\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -System belegen, abhängig von der Lochdotierung mit einem Maximum bei $y = 0.125$. Für eine Strontiumdotierung von $y = 0.15$ ist T_O im Eu- und im Nd-dotierten System gegenüber dem Wert der Idealdotierung ($y = 0.125$) um ca. 2K reduziert. Neben der Lochdotierung hat anscheinend auch die Sorte der Dotierungsatome einen Einfluß auf T_O . Die Serie $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ zeigt keine Abhängigkeit der Ordnungstemperatur²¹ von der Nd-Dotierung, doch findet man gegenüber den Proben $\text{La}_{1.85-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ mit $x = 0.2$ und 0.25 leicht höhere Werte für T_O , unter Umständen bedingt durch das magnetische Moment der Nd-Ionen. Aus den bisherigen Veröffentlichungen kann nicht entschieden werden, ob T_O im Ba-dotierten System einen höheren Wert als im Sr-dotierten System besitzt. Bei einer systematischen Untersuchung sollten auch die mit μSR nicht zugänglichen Ladungsordnungstemperaturen mitbetrachtet werden.

Proben- zusammensetzung	Untersuchungs- methode	T_O (K)	ν_{sat} (MHz)	Autoren
$\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	38	3.7	Luke et al. [162]
$\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	35	3.3	Kumagai et al. [143]
$\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	28	3.5	Lappas et al. [148]
$\text{La}_{1.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	30	3.5	Nachumi et al. [189]
$\text{La}_{1.885}\text{Sr}_{0.115}\text{CuO}_4$	μSR	–	3.3	Kumagai et al. [143]
$\text{La}_{1.775}\text{Nd}_{0.1}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	23	3.3	Kumagai et al. [143]
$\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.6}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	Mössbauereff.	32	–	Breuer et al. [25, 27]
$\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	Spez. Wärme	30	–	Wright et al. [287]
$\text{La}_{1.475}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$	elast. NS	45	–	Tranquada et al. [259, 260]
$\text{La}_{1.475}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	30	3.6	Luke et al. [163, 189]
$\text{La}_{1.475}\text{Nd}_{0.4}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$	μSR	30	3.5	Nachumi et al. [189]
$\text{La}_{1.45}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	μSR	28	–	Nachumi et al. [189, 190]
$\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	Mössbauereff.	35	–	Souza et al. [233]

Tabelle 6.2: Auflistung der Werte anderer Gruppen für die magnetische Ordnungstemperatur T_O und den Sättigungswert ν_{sat} der Myonenspinpräzessionsfrequenz (bei Nichtberücksichtigung des Temperaturbereichs unterhalb von 10K) in der statischen Streifenphase von dotiertem La_2CuO_4

Für $y \geq 0.175$ sehen Lappas et al. [148] in $\text{La}_{1.6-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ kein spontanes Myonenspinpräzessionssignal im Nullfeld, jedoch einen steilen Anstieg der Depolarisationsrate unterhalb von etwa 20K für $y = 0.175$ bzw. ca. 10K für $y = 0.20$. Vermutlich ist die Frequenzverteilung so breit, daß die Oszillation schon nach weniger als einer halben Periode weggedämpft ist. In den beiden $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ -Proben beobachte ich ein vergleichbares Verhalten: eine Reduktion der Ordnungstemperatur T_O verbunden mit einer stark verbreiterten Frequenzverteilung, deren Maximum nicht mehr eindeutig bestimmt

²¹Bei der Probenzusammensetzung $\text{La}_{1.775}\text{Nd}_{0.1}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$, die Kumagai et al. [143] untersucht haben, ist aufgrund der geringen Nd-Konzentration von einer unvollständigen LTO-LTT-Umwandlung auszugehen, wodurch die Spinordnung erst bei 23K auftritt.

werden kann. Die Stabilität der Streifenordnung ist offensichtlich stark verringert. Die Ursache hierfür ist vermutlich Depinning der Streifen. Wenn die Oktaederverkippung einen kritischen Wert unterschreitet, löst sich die statische Ankopplung der Streifen an das Verkippungsmuster der LTT-Phase auf, und die magnetische Streifenordnungstemperatur T_O fällt steil ab [9, 34, 306]. Nachumi et al. [189] finden in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ mit μSR keine statische magnetische Ordnung, obwohl Tranquada et al. [262] in der gleichen Probe mit elastischer Neutronenstreuung statische Spinstreifenordnung beobachten. Nachumi et al. verweisen zur Erklärung dieser Diskrepanz auf die unterschiedlichen Zeitfenster der Meßmethoden.

In TF- μSR -Messungen an $\text{La}_{1.875}(\text{Ba}, \text{Sr})_{0.125}\text{CuO}_4$ sehen Lappas et al. [146–148] unterhalb von $T_{LT} \approx 40\text{K}$ ein stark gedämpftes Signal, dessen Asymmetrie mit sinkender Temperatur zunimmt. Daher identifizieren sie das stark gedämpfte Signal als von der LTT-Phase erzeugtes Signal. Ich sehe dagegen in meinen Proben am LTO-LTT-Übergang selbst keine starke Veränderung des μSR -Signals. Das stark gedämpfte Signal ist daher vermutlich auch im $\text{La}_{1.875}(\text{Ba}, \text{Sr})_{0.125}\text{CuO}_4$ -System keine inhärente Eigenschaft der LTT-Phase, sondern eine Folge des Einsetzens von magnetischer Streifenordnung (s. Tabelle 6.2) knapp unterhalb von T_{LT} .

6.6.1 Simulation des μSR -Signals in der Streifenordnung

Um die Frequenzverteilung des μSR -Signals in der Streifenphase mit Hilfe einer Dipolfeldberechnung zu simulieren, ist es nötig, die Spinstruktur zu modellieren. Dabei sollte man ein hinreichend genaues Bild der Streifenordnung vor sich haben. Ich möchte daher an dieser Stelle noch einmal die experimentellen Befunde der Streifenstruktur zusammenfassen und die noch zahlreichen offenen Fragen nennen:

Die Streifenordnung ist eine Ladungs- und Spinmodulation in einer Richtung der a - b -Ebene. Die Modulationsamplitude der Ladungsmodulation ist nicht bekannt [266], es wird allerdings idealisierend angenommen, daß die Ladungsträger komplett in den Ladungstreifen kondensieren und die dazwischen liegenden Bereiche ladungsträgerfrei sind. Die Spinmodulation hat einen Knotenpunkt am Ladungstreifen mit einem Phasensprung um 180° [259], wodurch die Modulationsperiode der Spins doppelt so groß wie die der Ladung ist. Noch ungeklärt ist, ob es sich bei der Form der Modulation um eine Sinusfunktion oder eine Rechteckfunktion handelt. Für eine Rechteckmodulation erwartet man einen Peak bei der 3. Harmonischen mit einer Intensität von ca. 3% der ersten Harmonischen, für eine reine Sinusmodulation sollten keine Peaks bei höheren Harmonischen auftreten. Tranquada et al. [259, 266] finden in den Nickelaten den Peak der 3. Harmonischen mit leicht geringerer Intensität, in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ sind die inkommensurablen Peaks zu breit, um höhere Harmonische mit Intensitäten von nur wenigen Prozent der ersten Harmonischen auflösen zu können.

Die Modulationsperiode ist experimentell aus der Inkommensurabilität der Überstrukturpeaks ablesbar. Man findet in den Nickelaten die Beziehung $\delta = y$ zwischen der Inkommensurabilität δ der magnetischen Überstruktur und der Lochdotierung y [267]. Dieselbe Beziehung gilt in den Kupraten nur bis zu einer Lochdotierung von $y \approx \frac{1}{8}$, darüber ist δ unabhängig von der Lochdotierung [19, 202, 262, 281, 293–295]. Auch die Richtung

der Streifen ist in den Nickelaten und den Kupraten unterschiedlich. In den Nickelaten verlaufen die Streifen entlang der (110)-Richtung (Ni-Ni-Verbindungsachse), in den Kupraten entlang der (100)-Richtung (Cu-O-Cu-Verbindungsachse). Aufgrund dieser unterschiedlichen Streifenrichtung bei gleicher $\delta(y)$ -Abhängigkeit für $y \leq \frac{1}{8}$ befindet sich in den Kupraten im Gegensatz zu den Nickelaten nur an jedem zweiten Metallatomplatz eines Streifens ein Ladungsloch, die Streifen sind also nur halbgefüllt. Seibold et al. [225] finden bei Berechnungen im 2D-Hubbard-Modell in Abhängigkeit der Parameter U und V halb- und ganzgefüllte Streifen. Weiter verkompliziert wird die Modellierung der Spinstruktur durch die Frage nach der genauen Lage der Ladungstreifen [182, 263, 283, 286]. Verlaufen sie durch die Metallatome (*site-centered*) oder entlang einer Kette von Sauerstoffatomen (*bond-centered*)? Möglicherweise treten sogar beide Varianten mit uneinheitlichem Streifenabstand auf.

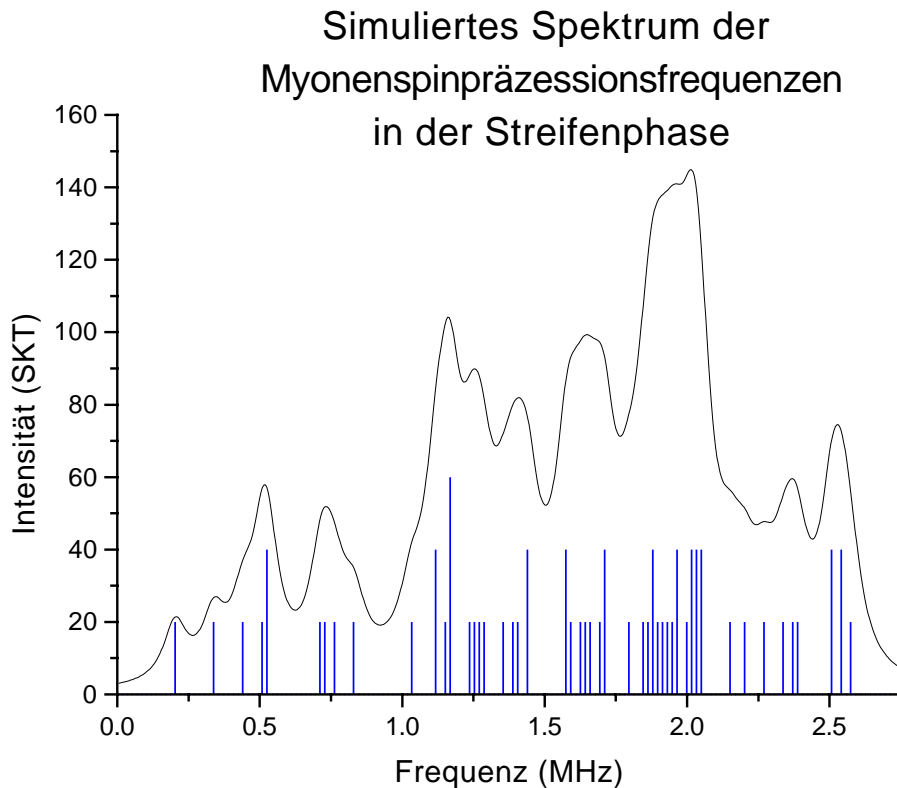


Abbildung 6.9: Simuliertes Spektrum der Myonenspinpräzessionsfrequenzen in der Streifenphase (Näheres s. Text)

Die Vielzahl an offenen Fragen zur genauen Spinstruktur der Streifenordnung macht es zum gegenwärtigen Zeitpunkt unmöglich, die μ SR-Spektren ohne zahlreiche Annahmen zu simulieren (s. auch [189]). Die Zahl der auftretenden Frequenzen ist in jedem Falle groß. Ein Beispiel ist in Abb. 6.9 zu sehen. Als Basiseinheit der Streifenphase wurde eine Anordnung von 8×8 Kupferatomen in der a - b -Ebene und 2 Halbebenen in c -Richtung

verwendet. Für die gewählten Voraussetzungen²² treten 50 Frequenzen auf, die gemäß ihrer Intensität als Balken in Abbildung 6.9 eingezeichnet sind. Zur Erzeugung des simulierten Spektrums wurden die Frequenzpeaks durch Lorentzlinien mit einheitlicher Linienbreite von $\Gamma = 0.2\text{MHz}$ ersetzt. Die umgekehrte Vorgehensweise, aus den μSR -Spektren auf die Spinstruktur zu schließen, gelang bisher auch noch nicht. Möglicherweise könnten μSR -Messungen an $\text{La}_{1.875-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$ -Einkristallen zu einer weiteren Aufklärung der Spinstruktur führen.

6.6.2 Der Einfluß der Nd-Cu-Wechselwirkung

Das Nd^{3+} -Ion besitzt im Gegensatz zum Eu^{3+} ein magnetisches Moment. Umezawa et al. [272] finden in $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ ein effektives Nd-Moment von $3.4\mu_B$ pro Nd-Atom, was etwa 90% des Momentes des freien Ions entspricht. Die Ankopplung an die geordneten Kupferspins führt bei tiefen Temperaturen zu einer Verlangsamung der Nd-Spinfluktuationen, was sich als Zunahme der longitudinalen Relaxationsrate äußert. Der Anstieg der Myonenspinpräzessionsfrequenz und der transversalen Dämpfungsrate lassen sich aber nicht lediglich mit einer Verlangsamung der Nd-Spinfluktuationsrate erklären. Die Änderung der Myonenspinrotationsfrequenz wird durch eine Änderung des lokalen Magnetfeldes am Myonenort hervorgerufen. Als Grund hierfür kommen theoretisch drei Möglichkeiten in Frage:

1. Magnetische Ordnung der Neodymatome
2. Änderung des geordneten Kupfermomentes
3. Änderung der Orientierung der geordneten Kupferspins

Golnik et al. [88] und Niedermayer et al. [191] beobachten ein ähnliches Verhalten in $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Die Néeltemperatur des Kupferspinsystems liegt bei ca. 300K. Unterhalb von ungefähr 100K machen sich Gd-Spinfluktuationen in den μSR -Spektren bemerkbar; das Gd- und das Cu-Spinsystem können nicht mehr als unabhängig angesehen werden. Die Myonenspinrotationsfrequenz nimmt mit sinkender Temperatur langsam ab, und die transversale Dämpfungsrate steigt an. Die Gd-Spins ordnen bei 2.3K antiferromagnetisch. Unterhalb von 2.3K steigt die Myonenspinrotationsfrequenz auf etwa 8MHz an²³, und die transversale Dämpfungsrate nimmt wieder ab. Ebenso wie $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ zeigen auch andere $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ -Verbindungen mit einem magnetischen Selten-Erd-Ion RE^{3+} , wie z. B. Er^{3+} , Ho^{3+} , Yb^{3+} oder Nd^{3+} , das Einsetzen magnetischer Ordnung der Selten-Erd-Ionen bei tiefen Temperaturen [20, 168, 169, 209].

Im Gegensatz dazu ist im $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ -System mit statistisch verteilten Nd-Atomen auf Lanthan-Plätzen die Ausbildung von magnetischer Ordnung der Nd-Atome nicht zu erwarten. Eine Änderung des geordneten Kupfermomentes erscheint unwahrscheinlich, da dies mit einer starken Änderung der Orbitalstruktur verknüpft sein müßte.

²²T2-Myonenplatz, $0.5\mu_B$ geordnetes Moment pro Cu-Atom, sinusförmige Streifenmodulation, site-centered stripes und Spinorientierung wie in La_2CuO_4

²³Die Kupferspinordnung in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ führt nur zu einer Frequenz von etwa 4MHz.

Somit bleibt eine durch die Nd-Cu-Wechselwirkung hervorgerufene Reorientierung der Kupferspins als Erklärung übrig und wird durch Neutronenstreuexperimente bestätigt: Tranquada et al. [260] beobachten an einem $\text{La}_{1.48}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ -Einkristall unterhalb von 10K eine durch die Nd-Cu-Wechselwirkung hervorgerufene Verkipfung der Cu-Spins aus der a - b -Ebene heraus in Richtung der c -Achse. Ebenso wie wir sehen auch Nachumi et al. [163, 189, 190] zu tiefen Temperaturen hin einen Anstieg der Myonenspinpräzessionsfrequenz und der Relaxationsraten in $\text{La}_{1.48}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Einkristallen mit $y = 0.12, 0.15$ und 0.20 .

Unsere LF-Entkopplungsexperimente an $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.6}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ bei Temperaturen bis hinunter zu 0.1K und Longitudinalfeldern bis zu 1T belegen die Nd-Spinfluktuationen mit Fluktuationsraten von etwa 10^9s^{-1} . Zwischen 0.1 und 1K ist keine Temperaturabhängigkeit zu erkennen.

Ich habe für die acht in Abschnitt 6.1 vorgestellten Myonenplätze eine Verkipfung der Kupferspins aus der a - b -Ebene heraus simuliert. Ausgehend von der Spinstruktur von La_2CuO_4 wurden die Kupfermomente aus der Ebene heraus bis zur c -Achse rotiert und die Änderung des Dipolfeldes am Myonenort berechnet. Dabei zeigen bis auf den U2-Platz alle Plätze eine Zunahme des Dipolfeldes und damit der Myonenspinpräzessionsfrequenz, wie sie auch experimentell beobachtet wird. Quantitative Aussagen sind mit den geringen vorhandenen Informationen über die Spinstruktur in der Streifenphase und die Stärke der Verkipfung der Kupferspins nicht möglich.

Ob die Nd-Cu-Wechselwirkung nur in streifengeordnetem $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ eine Reorientierung der Kupferspins hervorrufen kann, oder ob dies auch in strontiumfreiem $\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x\text{CuO}_4$ auftritt, kann durch unsere wenigen Meßpunkte an $\text{La}_{1.7}\text{Nd}_{0.3}\text{CuO}_4$ nicht entschieden werden. Crawford et al. [62] berichten, daß sie mit Neutronenbeugung in $\text{La}_{1.8}\text{Nd}_{0.2}\text{CuO}_4$ unterhalb von 8K eine Änderung der Spinstruktur beobachten. Weitere μSR -Messungen an Sr-freiem $\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x\text{CuO}_4$ Proben wären wünschenswert.

6.7 Supraleitung in der LTT-Phase

Durch die Kombination von hoher Übergangstemperatur, kurzer Kohärenzlänge und hoher Anisotropie in den Hochtemperatursupraleitern spielen thermische Fluktuationen und Pinning der Flußlinien in der Shubnikov-Phase eine große Rolle. Bereits 1987 beobachteten Müller et al. [185] Irreversibilitäten in der Temperatur- und Feldabhängigkeit der Magnetisierung von supraleitendem $\text{La}_{1.85}\text{Ba}_{0.15}\text{CuO}_4$. Sie erklärten dies mit dem von Ebener et al. [69] gefundenen spinglasartigen Verhalten, welches sehr kleine supraleitende Körner mit schwacher Kopplung zeigen. Insbesondere am $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ -System [64, 152, 197, 302], aber auch an $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ [219] und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [224] wird das Phasendiagramm der Flußlinien von diversen Gruppen untersucht. In Abhängigkeit von Temperatur und Magnetfeld kann man zwei- und dreidimensionale Flußliniengitterzustände sowie ungeordnete statische (Flußlinienglas) und dynamische (Flußlinienflüssigkeit) Zustände der Flußlinien beobachten.

In den von uns vermessenen polykristallinen $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ -Proben bildet sich durch das Einkühlen im angelegten Feld ein ungeordneter Flußlinienglaszustand mit ge-

pinnten Flußlinien aus. Die Irreversibilitätslinie im $M(B, T)$ -Phasendiagramm mündet für $B = 0$ bei T_c ein. Somit ist die von mir in Kapitel 4 vorgenommene Bestimmung von T_c aus dem Verschwinden des eingefrorenen Flusses gerechtfertigt. Die Untersuchung der Asymmetrien des supraleitenden und des magnetischen Signals in den Zero-field-cooled- und Field-cooled-Spektren führt zu dem Schluß, daß die magnetisch geordneten und die supraleitenden Bereiche der Probe auf mikroskopischer Skala koexistieren. Der mittlere Abstand zwischen Bereichen magnetischer Ordnung und voll ausgeprägter Supraleitung muß in der Größenordnung der Eindringtiefe liegen. Ob die supraleitenden und die streifenförmig geordneten Bereiche sehr klein und eng benachbart sind, oder ob die Supraleitung sogar wie im Rahmen verschiedener Modelle vorausgesagt in den Ladungstreifen auftritt [43, 74, 305], kann aus meinen Ergebnissen nicht unterschieden werden. Nachumi et al. [189] beobachten in ihren μ SR-Experimenten an $\text{La}_{1.6-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.15$ und 0.20 ebenfalls eine Koexistenz von Supraleitung und magnetischer Ordnung auf mikroskopischer Skala.

In den Messungen an den Proben $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit $y = 0.12 - 0.18$, die am M15-Spektrometer am TRIUMF durchgeführt wurden, finde ich ein zusätzliches exponentiell gedämpftes Signal. Als mögliche Ursache wurde in Kapitel 4 bereits ein Artefakt der Vektologik des Spektrometers genannt. Eine andere, sogar wahrscheinlichere Erklärung²⁴ ist ein kleiner supraleitender Volumenanteil, der mit der Streifenordnung ebenso wie in den Proben mit $y = 0.20$ koexistiert. Eine Analyse der Abfolge der einzelnen Messungen (s. Anhang A.2) zeigt, daß bei der Durchführung der Messungen am M15 die Möglichkeit von Irreversibilitäten nicht ausreichend berücksichtigt wurde. Dadurch können Flußlinien eingefroren worden sein, die ein stark gedämpftes Signal liefern. Bei Messungen am PSI zeigte die Probe $\text{La}_{1.85}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ kein zusätzliches Signal. Bei diesen Messungen wurde sorgsam darauf geachtet, daß die Probe im Nullfeld abgekühlt und untersucht wurde. Im Nd-dotierten System finde ich in den μ SR-Spektren keine Anzeichen von Supraleitung oder Irreversibilitäten, obwohl durch Entkopplungsexperimente während einer Nullfeldmessungsserie das Einbringen und Pinnen von Flußschläuchen möglich war. Der supraleitende Volumenanteil in diesen Proben liegt also vermutlich unterhalb von 5%. Da die supraleitenden Sprungtemperaturen unterhalb von 8K zu erwarten sind (vgl. [189]), wird die Beobachtung durch den Anstieg der Nd-Cu-Wechselwirkung erschwert.

Büchner et al. [32] geben einen kritischen Oktaederkippwinkel Φ_c an, ab dem Volumensupraleitung in der LTT-Phase verschwindet. Neuere Arbeiten [9, 34, 306] diskutieren Depinning der Streifen für $\Phi < \Phi_c$ als Ursache für den Zusammenbruch der Streifenordnung und das Auftreten von Volumensupraleitung. Für die gesamte von mir untersuchte $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Serie ist demnach Volumensupraleitung auch nicht zu erwarten (s. Abb. 1.9). Die von Büchner et al. [32] angegebene Grenze $\Phi < \Phi_c$ zur Volumensupraleitung in $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ wird von Moodenbaugh et al. [184], Ostenson et al. [198] und Tranquada et al. [262] angezweifelt. Alle drei Gruppen finden Supraleitung in einem größeren Bereich des ternären Phasendiagramms. Ein eindeutiger Nachweis, daß es sich dabei in der Tat um Volumensupraleitung handelt, ist ein großer Meißner-Flußausstoß. Dieser Nachweis wird zumindest von Tranquada et al. nicht erbracht. Da

²⁴Die Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals ist stark temperaturabhängig und wird oberhalb des magnetischen Übergangs sehr klein.

ein Koexistenzbereich von magnetischer Ordnung und Supraleitung existiert, in dem sich die Volumenanteile der beiden konkurrierenden Ordnungen verschieben, ist das Einsetzen von Volumensupraleitung nicht eindeutig bei einer Dotierung festzumachen, sondern hängt davon ab, wie man Volumensupraleitung definiert.

In $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ hat der Oktaederkippwinkel Φ für $y = 0.20$ annähernd den kritischen Wert Φ_c , in $\text{La}_{1.83-y}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ wird Φ_c bei einer Strontiumkonzentration von $y \approx 0.18$ erreicht. Unsere μSR -Messungen bestätigen dies, denn die Vergleichsprobe $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ zeigt gegenüber $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ deutlich reduzierte magnetische Ordnung, eine höhere supraleitende Übergangstemperatur und einen größeren eingefrorenen Fluß bei gleicher Temperatur und gleichem Einfrierfeld.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend lassen sich meine Ergebnisse an der $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -Serie in dem magnetischen Phasendiagramm (s. Abb. 7.1) und in der Sr-Konzentrationsabhängigkeit der Sättigungsfrequenz (s. Abb. 7.2) darstellen:

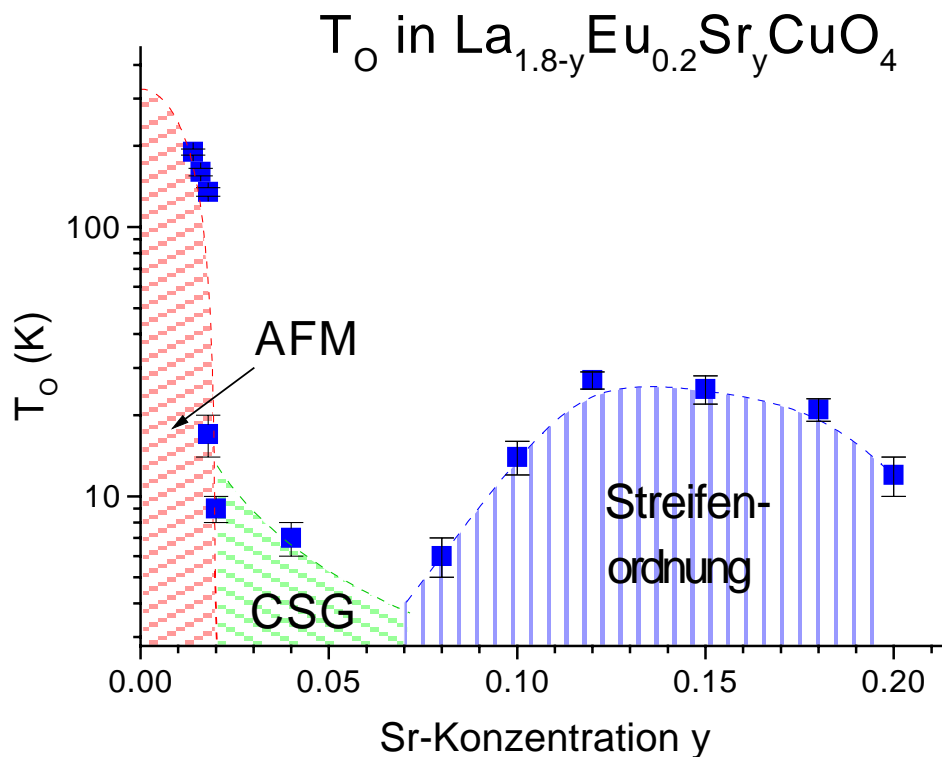


Abbildung 7.1: Sr-Konzentrationsabhängigkeit der magnetischen Ordnungstemperatur T_O in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

Bis zu einer Strontiumkonzentration von $y \approx 0.06$ ähnelt der Verlauf der magnetischen Ordnungstemperatur T_O sehr stark dem des Systems ohne Eu-Dotierung. Die kritische Strontiumdotierung für das Verschwinden der Néelordnung liegt wie im Eu-freien System

bei $y_c = 0.02$, und auch die Spinglastemperaturen im Cluster-Spinglas-Bereich sind vergleichbar. Der strukturelle Phasenübergang von der LTO- zur LTT-/Pccn-Struktur äußert sich in den niedrigdotierten Proben mit $T_N > T_{LT}$ als kleine Stufe in der Myonenspinpräzessionsfrequenz und beeinflusst das elektronische Verhalten in diesem Dotierungsbereich darüberhinaus nur wenig. Der Verlauf der Sättigungsfrequenz ν_{sat} als Funktion der Strontiumdotierung gleicht für $y \leq 0.08$ dem in $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$, wie er in neueren Publikationen [193] gefunden wird¹. Für Strontiumkonzentrationen $y < 0.02$ ist die Untergittermagnetisierung oberhalb von 30K, wie im System ohne Selten-Erd-Dotierung, aufgrund der Mobilität der Ladungslöcher deutlich reduziert (s. ν_{sat} für $T > 30\text{K}$ in Abb. 7.2). Unterhalb von 30K nimmt die Lokalisierung der Löcher stark zu, und die Myonenspinpräzessionsfrequenz strebt für $T \rightarrow 0$ dem Sättigungswert der Probe ohne Strontiumdotierung zu. Das Maximum der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L , welches den Übergang von lokalisierten Ladungslöchern in der antiferromagnetischen Matrix zu mobilen Löchern in Domänenwänden zwischen kleinen Domänen markiert, ist in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ im Vergleich zum $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ - und $\text{Y}_{1-y}\text{Ca}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ -System mit gleicher Lochdotierung zu kleineren Temperaturen hin verschoben. Noch ungeklärt ist, ob und in welcher Weise dies durch die LTT-/Pccn-Struktur hervorgerufen wird.

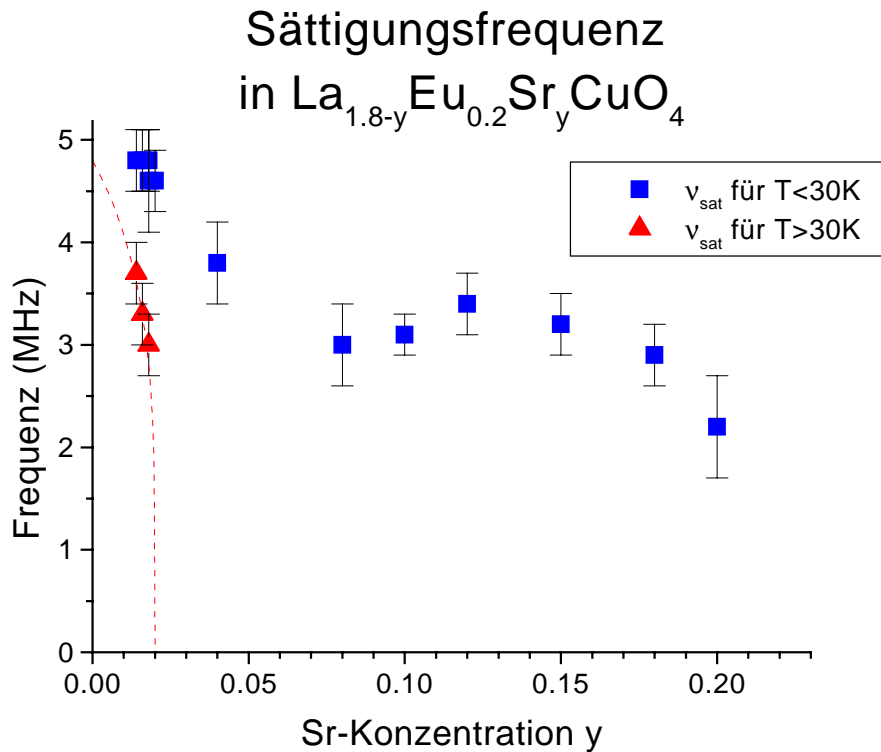


Abbildung 7.2: Sr-Konzentrationsabhängigkeit der Sättigungsfrequenz in $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

¹Ältere Veröffentlichungen (z. B. [280]) beobachten eine stärkere Reduktion der Sättigungsfrequenz.

Für $y > 0.06$ hat der strukturelle Phasenübergang drastische Auswirkungen auf die elektronischen Eigenschaften: Bis hin zu Lochdotierungen von $y = 0.18$ findet man in der Serie $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ keine Volumensupraleitung. Anstelle der Volumensupraleitung finden wir magnetische Ordnung in der LTT-Phase mit Ordnungstemperaturen von bis zu $27 \pm 2\text{K}$ bei $y = 0.12$. Der Sättigungswert der Myonenspinrotationsfrequenz als Maß für das geordnete magnetische Moment zeigt ebenfalls ein Maximum bei $y = 0.12$. Durch Vergleich mit dem Nd-substituierten $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -System, in dem die magnetische Ordnung bei $y = 0.12 - 0.20$ als inkommensurable Streifenordnung der Ladungen und Spins identifiziert wurde, komme ich zu dem Schluß, daß auch im Eu-dotierten System im Strontiumkonzentrationsbereich zwischen 0.08 und 0.18 statische Streifenordnung in der LTT-Phase auftritt. Der Nachweis inkommensurabler Ladungs- und Spinordnung z. B. mit Röntgen- und Elektronenbeugung steht noch aus. μSR -Messungen an $\text{La}_{1.88-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ -Einkristallen könnten zu einer besseren Beschreibung der Signalform der μSR -Spektren und unter Umständen zur Klärung der Spinstruktur führen. Mit Experimenten an weiteren Proben im Strontiumdotierungsbereich $y = 0.06 - 0.11$ ließe sich der Übergang vom Cluster-Spinalgas zur Streifenphase genauer beleuchten. Wünschenswert sind auch Untersuchungen der Streifen in $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ mit anderen Methoden.

Die Zusammensetzung $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ zeigt Koexistenz von Supraleitung und magnetischer Ordnung auf mikroskopischer Skala. Dies ist konsistent mit der Aussage von Büchner et al. [32], wonach Volumensupraleitung in der LTT-Phase nur für Oktaederverkippwinkel $\Phi > \Phi_c = 3.6^\circ$ unterdrückt wird. Als Ursache hierfür erscheint Depinning der Streifen bei zu geringer Oktaederverkippung wahrscheinlich [9, 34, 306]. Auch die Vergleichsprobe $\text{La}_{1.63}\text{Eu}_{0.17}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ paßt in dieses Bild. Welche Rolle die statischen und dynamischen Streifen in Bezug auf die Supraleitung spielen, ist eine wichtige Frage auf dem Weg zur Klärung der Hochtemperatursupraleitung in den Kupraten. Sind die dynamischen Streifenkorrelationen eine Grundvoraussetzung für das Auftreten von Supraleitung oder nur ein weiteres interessantes Phänomen in der komplexen Physik der Kuprate, das keine Verbindung zur Supraleitung hat? Sowohl auf experimenteller als auch auf theoretischer Seite ist hier noch viel zu tun.

In der Nd-dotierten Serie $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ finde ich eine Ordnungstemperatur T_O von ca. 28K, die keine Abhängigkeit von der Nd-Konzentration zeigt. Der Vergleich mit Ergebnissen von Nachumi et al. [189] zeigt, daß T_O für $y = 0.15$ gegenüber dem Wert für die Streifenidealdotierung $y = 0.125$ ebenso wie im $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ -System um etwa 2K reduziert ist. Die leicht unterschiedlichen Werte der magnetischen Streifenordnungstemperaturen in Eu- und Nd-dotiertem $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$ sowie in $\text{La}_{2-y}\text{Ba}_y\text{CuO}_4$ bei gleicher Lochdotierung sollten genauer auf ihre Ursache hin untersucht werden. Dabei ist es wichtig, auch die mit μSR nicht zugänglichen Ladungsordnungstemperaturen zu vergleichen. Das magnetische Moment der Neodymionen könnte für die gegenüber dem Eu-dotierten System um ca. 3K höheren magnetischen Ordnungstemperaturen verantwortlich sein. Zur Untersuchung möglicher Unterschiede zwischen Sr und Ba als Dotierungsatom sind μSR -Experimente an $\text{La}_{1.88-x}\text{Eu}_x\text{Ba}_{0.12}\text{CuO}_4$ geplant.

Unterhalb von 10K offenbart sich das magnetische Moment der Nd-Ionen durch einen Anstieg der Myonenspinpräzessionsfrequenz und der Dämpfungsrate. Der Anstieg der Fre-

quenz kann im Einklang mit Neutronenstreuexperimenten von Tranquada et al. [260] als eine durch die Nd-Cu-Wechselwirkung hervorgerufene Reorientierung der Kupferspins identifiziert werden. Bis hinunter zu 0.1K wird keine statische Ordnung der Nd-Spins erreicht. Für Temperaturen zwischen 0.1 und 1.0K finde ich Fluktuationsraten der Nd-Spins im Gigahertzbereich. Mit μ SR-Experimenten an strontiumfreiem $\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x\text{CuO}_4$ könnte die Frage geklärt werden, ob die Nd-Momente auch in der kommensurablen Néelordnung eine Reorientierung der Kupferspins induzieren können.

Es ist mir nicht gelungen, den Myonenplatz in der T-Struktur der Kuprate (s. Kap. 1) zu bestimmen, meine Berechnungen favorisieren aber den T2-Platz (0.225a, 0, 0.225c) mit nur geringfügigen Änderungen beim Übergang von der LTO- in die LTT-/Pccn-Phase. Weiterhin ist auch die Frage nach der Orientierung der geordneten Spins in der LTT-/Pccn-Phase nicht geklärt, obwohl meine Ergebnisse darauf hindeuten, daß die Spinorientierung sich am strukturellen Übergang nicht ändert.

Die Ergebnisse der Proben $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$ und $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$ zeigen den starken Lokalisierungseffekt der Zinkdotierung auf die Ladungslöcher. Eine detaillierte Untersuchung dieser Lokalisierung soll unter anderem mit μ SR-Messungen an den zinkdotierten Serien $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ mit $y = 0.017$ und 0.023 erfolgen. Eine interessante Frage ist, ob sich der in zinkfreien Proben beobachtete Peak in der longitudinalen Dämpfung bei der Temperatur $T_f \approx 5 - 15\text{K}$ durch Zinkdotierung verschiebt oder nur an Intensität verliert und verschwindet. Ein weiterer interessanter Punkt ist das sprunghafte Wiedererscheinen der Néelordnung in $\text{La}_{1.977}\text{Sr}_{0.023}\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$ bei Zinkdotierungen z zwischen 0.035 und 0.05. Die μ SR kann hier nützliche Informationen zur magnetischen Ordnung auf lokaler Ebene geben und mögliche Phasenseparation entdecken.

Anhang A

Übersicht der Messungen

A.1 Messungen an $\text{La}_{1.85-x}\text{Nd}_x\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

A.1.1 $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

Probe BRE162c XIII

π M3-Spektrometer 13.03.95 - 22.03.95; Run-Nummern 9500134-9500148

Temperatur	TF	ZF	100G	200 G	500 G	3 kG
2.9 K		9500142 9500147	9500143	9500144	9500145	9500146
4.9 K	9500141	9500140				
9.9 K		9500139				
14.9 K		9500138				
19.9 K		9500137				
21.9 K		9500148				
24.9 K		9500136				
29.9 K	9500135	9500134				

A.1.2 La_{1.4}Nd_{0.45}Sr_{0.15}CuO₄**Probe BRE163c XIII** μ E4-Spektrometer 17.08.93 - 06.09.93; Run-Nummern 9301483-9301494

Temperatur	1 kG TF	2 kG TF	ZF
13.5 K	9301484	9301486	9301485
18 K		9301487	
22 K		9301488	
26 K		9301489	
30 K		9301490	
34 K		9301491	
40 K	9301494		
90 K	9301493		
110 K		9301492	
290 K	9301483		

 π M3-Spektrometer 04.07.94 - 10.07.94; Run-Nummern 9402026-9402050, 9402067-9402089

Temperatur	2kG TF	TF	ZF	10 G	20 G	50 G	100 G	500 G	1 kG
5.0 K			9402044						
7.0 K	9402089								
9.9 K		9402068	9402067				9402069		9402070
14.9 K	9402034		9402037			9402043	9402042	9402038	9402039
20.0 K	9402033		9402035 9402036 9402071				(9402040)		
20.9 K			9402072						
21.9 K			9402073						
22.9 K			9402074						
23.9 K			9402075						
25.0 K	9402031		9402046						
26.9 K			9402076						
28.4 K			9402077						9402078
30.0 K	9402030		9402045						
34.9 K	9402029		9402080						9402079
39 K	9402028		9402047						
48 K	9402027								
57 K	9402026								
64 K			9402081	9402086	9402087	9402088			
69 K			9402082						
74 K			9402083						
79 K			9402084						
84 K			9402085						
94 K			9402048	9402049	9402050				

Bem: Die Runs 9402026-9402050 wurden in TF-Geometrie gemessen.

π M3-Spektrometer 13.03.95 - 22.03.95; Run-Nummern 9500076-9500091

Temperatur	TF	ZF	200 G	500 G	3 kG
2.7 K		9500081	9500082	9500083	9500084
4.2 K		9500080			
4.3 K					9500091
7.4 K	9500090	9500089 (9500088)	9500087	9500086	9500085
12.8 K		9500079			
16.9 K		9500078			
19.9 K	9500077	9500076			

 μ E1-Spektrometer 04.05.95 - 14.05.95; Run-Nummern 9500481-9500488

Temperatur	TF	ZF
0.31 K		9500485
1.25 K	9500483	9500484
8.0 K	9500481	9500482
14.3 K		9500486
35 K	9500488	9500487

A.1.3 $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ **Probe BRE148a XIII** π M3-Spektrometer 13.03.95 - 22.03.95; Run-Nummern 9500167-9500184

Temperatur	TF	ZF	200 G	500 G	3 kG	6 kG
2.7 K		9500183	9500179	9500180	9500181	9500182
4.9 K	9500174	9500173	9500175			
5.4 K				9500176	9500177	
8.0 K						9500178
12.2 K		9500172				
14.9 K		9500171				
19.9 K		9500170				
24.9 K		9500169				
29.8 K	9500168	9500167				
125-200 K	9500184					

A.1.4 $\text{La}_{1.25}\text{Nd}_{0.60}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ **Probe MB02** π M3-Spektrometer 04.07.94 - 10.07.94; Run-Nummern 9402090-9402103

Temperatur	2kG TF	TF	ZF	500 G	1 kG	3 kG
3.8 K			9402090	9402091		9402092
4.6 K	9402099					
4.9 K	9402102					
5.2 K	9402100					
6.0 K	9402101		9402094			
7.0 K	9402103					
10.0 K			9402093			
15.0 K			9402095			
19.9 K			9402096			
24.9 K			9402097		9402098	

 π M3-Spektrometer 13.03.95 - 22.03.95; Run-Nummern 9500092-9500106

Temperatur	TF	ZF	200 G	500 G	3 kG
2.7 K		9500095 9500099	9500098	9500097	9500096
4.4 K		9500100			
5.2 K	9500101				
7.4 K		9500094			
19.9 K		9500092			
22.9 K	9500102	9500093 9500103			
24.9 K		9500104			
29.8 K		9500105			
49 K		9500106			

 μ E1-Spektrometer 04.05.95 - 14.05.95; Run-Nummern 9500363-9500372

Temperatur	TF	ZF
0.32 K	9500372	9500371
7.0 K		9500363 9500364 9500365 9500366 9500367 9500368 9500369 9500370

LTF-Spektrometer 27.08.95 - 30.08.95; Run-Nummern 9500523-9500536

Temperatur	TF	ZF	120G	500 G	1 kG	5 kG	10 kG
0.1 K		9500527 9500526 (9500525)	9500528		9500529	9500530	9500531
0.3 K	9500524						
1.0 K		9500534 (9500523)	9500533	9500536	9500535		9500532

Probe BRE164c XIII (oder Probe N) π M3-Spektrometer 13.03.95 - 22.03.95; Run-Nummern 9500107-9500116

Temperatur	TF	ZF	500 G	3 kG
2.9 K		9500114	9500115	9500116
4.9 K	9500113	9500112		
9.9 K		9500111		
14.8 K		9500110		
19.9 K		9500109		
24.9 K		9500108		
29.9 K		9500107		

Probe JH19/7 π M3-Spektrometer 24.10.97 - 27.10.97; Run-Nummern 9704187-9704198

Temperatur	TF	ZF	500 G	2 kG	6kG
2.1 K		9704196			
3.0 K		9704197			
3.3- 4.0 K		9704198			
10.0 K		9704187 9704188	9704189	9704190	9704191
25.0 K		9704192			
30.0 K		9704193			
35.0 K	9704195	9704194			

LTF-Spektrometer 24.10.97 - 27.10.97; Run-Nummern 9700929-9700941

Temperatur	TF	ZF	500 G	2 kG	10kG
0.1 K		9700930	9700931	9700932	9700933
0.3 K		9700937	9700934	9700935	9700936
0.7-0.13 K		9700929			
1.0 K		9700938	(9700939)	9700940	9700941

A.2 Messungen an $\text{La}_{1.8-y}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

A.2.1 $\text{La}_{1.786}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.014}\text{CuO}_4$

Probe AH9

M13-Spektrometer 22.01.97 - 02.02.97; Run-Nummern 9710276-9710308, 9710461-9710478

Temperatur	TF	ZF	20 G	50 G	100 G	200 G	500 G	2 kG
2 K		9710462						
4 K		9710293 9710461			9710296	9710294	9710295	9710297
6 K		9710463						
8 K		9710464						
10 K		9710465						
12 K		9710466						
14 K		9710467						
16 K		9710468						
18 K		9710469						
20 K		9710298 9710470						
25 K		9710471						
30 K		9710472			9710473	9710476	9710474	9710475
40 K		9710477						
50 K		9710299						
75 K		9710300						
100 K		9710278						
110 K		9710279				9710302	9710303	9710304
120 K		9710280						
125 K		9710301						
130 K		9710281						
140 K		9710282				9710305	9710306	9710307
150 K		9710283						
160 K		9710284						
170 K		9710285						
180 K		9710286						
185 K		9710288						
190 K	9710308	9710287						
200 K	9710277 9710478	9710289	9710292	9710291	9710290			
250 K	9710276							

Probe BORO326

M13-Spektrometer 25.06.97 - 09.07.97; Run-Nummern 9710993-9711024

Temperatur	TF	ZF	200 G	500 G	2 kG
2.0-2.14 K		9711013	9711014	9711015	9711016
7 K		9711009	(9711010)	9711011	9711012
8.5 K		9711021	9711022	9711023	9711024
10 K		9711005	9711006	9711007	9711008
12.5 K		9711017	9711018	9711019	9711020
15 K		9711001	9711002	9711003	9711004
25 K		9710997	9710998	9710999	9711000
30 K		9710996			
160 K		9710995			
180 K		9710994			
200 K	9710993				

A.2.2 $\text{La}_{1.784}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.016}\text{CuO}_4$ **Probe AH10**

M13-Spektrometer 22.01.97 - 02.02.97; Run-Nummern 9710309-9710344

Temperatur	TF	ZF	10 G	20 G	50 G	100 G	200 G	500 G	2 kG
2 K		9710312							
4 K		9710313					9710314	9710315	9710316
6 K		9710334							
8 K		9710335							
10 K		9710317							
15 K		9710336							
20 K		9710337							
25 K		9710339							
28 K	9710341								
30 K		9710338					9710342	97104343	9710344
40 K		9710340							
50 K		9710318							
75 K		9710319							
90 K		9710320							
100 K	9710310	9710311							
110 K		9710321							
120 K		9710324							
125 K		9710325							
130 K		9710322							
135 K		9710326							
140 K		9710327							
145 K		9710328							
150 K	9710309	9710323							
160 K		9710329	9710331	9710332	9710333	9710330			

A.2.3 $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$ **Probe POM120**

M13-Spektrometer 22.07.96 - 01.08.96; Run-Nummern 9611539-9611558

Temperatur	TF	ZF	G (80A)	G (200A)	G (460A)
1.6 - 1.9 K		9611545 9611546			
3.4 - 3.5 K		9611541	9611544	9611543	9611542
5 - 5.5 K	9611540	9611547			
10 K		9611548			
15 K		9611550			
20 K		9611549			
25 K	9611552	9611551			
30 K		9611553			
40 K	9611558	9611554		9611555	
45 K	9611557				
50 K	9611556				
100 K	9611539				

M13-Spektrometer 22.01.97 - 02.02.97; Run-Nummern 9710345-9710366

Temperatur	TF	ZF
3 K		9710345
5 K		9710346
7 K		9710347
9 K		9710348
11 K		9710349
13 K		9710350
17 K		9710351
19 K		9710352
23 K		9710353
27 K		9710354
35 K		9710355
50 K		9710356
70 K		9710357
85 K		9710362
100 K		9710358
105 K		9710363
110 K		9710364
115 K		9710365
120 K		9710359
125 K		9710366
130 K	9710361	9710360

A.2.4 $\text{La}_{1.78}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$ **Probe JH05/7**

M13-Spektrometer 25.06.97 - 09.07.97; Run-Nummern 9711070-9711096

Temperatur	TF	ZF	20 G	60 G	200 G	500 G	2 kG
2.0 K		9711074			9711075	9711076	9711077
3.0 K		9711092					9711093
4.0 K		9711073					9711094
5.0 K		9711087					
6.0 K		9711088 (9711086)					9711095
7.0 K		9711089					
7.5 K		9711090					
8.0 K		9711078					9711096
9.1 K		9711091					
10 K		9711079					
12 K		9711080					
14 K		9711081	9711083	9711084	9711082		9711085
25 K		9711072					
125 K	9711071						
200 K	9711070						

A.2.5 $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$ **Probe POM121**

M13-Spektrometer 22.07.96 - 01.08.96; Run-Nummern 9611708-9611723

Temperatur	TF	ZF	20 G	100 G	300 G	800 G	2 kG
2.0 K		9611712					
3.0 K		9611711					
3.5 K		9611720			9611717	9611718	9611719
4.5 K	(9611709)	9611710					
5.3 K		9611716					
6 K		9611714					
8 K		9611713					
10 K	9611723	9611715	9611721	9611722			
30 K	9611708						

M13-Spektrometer 22.01.97 - 02.02.97; Run-Nummern 9710445-9710460

Temperatur	TF	ZF	10 G	20 G	50 G
3 K		9710449			
4 K		9710448			
5 K		9710450			
6 K		9710451			
7 K		9710452			
8 K		9710453			
9 K		9710454			
10 K		9710455			
11 K		9710447			
20 K	9710460	9710456	9710459	9710457	9710458
100 K	9710446				
145 K	9710445				

A.2.6 $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$

Probe POM122

M13-Spektrometer 22.07.96 - 01.08.96; Run-Nummern 9611694-9611707

Temperatur	TF	ZF	300 G	800 G	2 kG
1.5 - 1.9 K				9611703	9611704
1.5 K		9611707			
1.85 K		9611700	9611701		
2.9 K		9611706			
3.5 K		9611702			
4.0 K		9611705			
4.5 K		9611697			
6 K		9611698			
8 K		9611699			
30 K	9611696				
50 K	9611695				
70 K	9611694				

M13-Spektrometer 22.01.97 - 02.02.97; Run-Nummern 9710510-9710530

Temperatur	TF	ZF	10 G	20 G	50 G	100 G	200 G	500 G	2 kG
2 K		9710515 9710516				9710520	9710517	9710518	9710519
3 K		9710525							
4 K		9710522							
4.2 K		9710524							
4.7 K		9710523							
5 K		9710521							
5.5 K		9710527							
6 K		9710526							
8 K		9710528							
11 K		9710529							
50 K		9710511	9710512	9710513	9710514				
55 K	9710530								
75 K	9710510								

A.2.7 $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$ **Probe BORO324**

M13-Spektrometer 25.06.97 - 09.07.97; Run-Nummern 9711124-9711160

Temperatur	TF	ZF	10 G	20 G	100 G	200 G	500 G	2 kG
2.0 K		9711133						
5.0 K		9711134		9711146		9711143	9711144	9711145
6.25 K		9711154						9711155
7.5 K		9711135						9711156
8.75 K		9711142						9711157
10.0 K		9711132				9711148	9711149	9711147
11.25 K		9711138						9711158
12.5 K		9711136						9711159
13.75 K		9711139						9711160
15.0 K		9711137						9711150
16.25 K		9711140						
17.5 K		9711141						
20.0 K		9711130		9711152	9711131		9711153	9711151
70 K		9711125	9711128	9711127	9711129			
167-145 K	9711124							

Bem: Run 9711126 fehlt

A.2.8 $\text{La}_{1.68}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ **Probe POM123**

M15-Spektrometer 28.11.96 - 04.12.96; Run-Nummern 9606805-9606852

Temperatur	TF	ZF	10 G	20 G	200 G	2 kG
1.8 - 1.9 K	9606806	9606807			9606808	9606809
3.0 K		9606810				
4.0 K	9606812	9606811				
5.0 - 5.2 K	9606813	9606814				
5.5 K		9606815				
6.5 - 6.8 K	9606818	9606816 9606817				
7.5 K	9606819	9606820				
8.1 K		9606821				
8.5 K		9606822				
9.0 K		9606823				
9.7 K		9606824				
10.5 K		9606825				
11.5 K	9606827	9606826			9606828	9606829
15 K		9606830				
20 K		9606831		9606845	9606843	9606844
22 K		9606832			9606842	
25 K		9606833			9606841	9606846
27.5 K		9606849		9606850	9606851	9606852
30 K		9606834		9606848	9606840	9606847
35 K		9606835	9606837	9606836	9606838	9606839
150 - 11 K	9606805					

A.2.9 $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ **Probe POM124**

M15-Spektrometer 28.11.96 - 04.12.96; Run-Nummern 9606853-9606880

Temperatur	TF	ZF	20 G	200 G	2 kG
2.2-2.4 K	9606875	9606871	9606874	9606873	9606872
4 K		9606876			
10 K		9606870			
15 K		9606869			
20 K	9606855	9606865	9606866	9606867	9606868
25 K	9606856	9606864	9606863	9606862	9606861
27.5 K	9606857	9606858		9606859	9606860
30 K	9606854	9606877	9606880	9606879	9606878
200 K	9606853				

π M3-Spektrometer 24.10.97 - 27.10.97; Run-Nummern 9704249-9704258

Temperatur	TF	ZF
1.9 K		9704258
8.0 K		9704257
13.0 K		9704256
18.0 K		9704255
21.0 K		9704254
23.0 K		9704253
25.0 K		9704252
27.5 K		9704251
30.0 K		9704250
35.0 K	9704249	

A.2.10 $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$ **Probe POM125**

M15-Spektrometer 28.11.96 - 04.12.96; Run-Nummern 9606881-9606911

Temperatur	TF	ZF	8 G	20 G	200 G	500 G	2 kG
2.0-2.1 K		9606892			9606893	9606895	9606894
5 K		9606891					
10 K	9606886 9606887	9606885		9606890	9606888		9606889
15 K		9606884					
17 K		9606896			9606897		9606898
18.5 K		9606899					
20 K		9606883			9606900		9606901
22 K		9606902		9606903	9606904		
25 K		9606905		9606906	9606907		
30 K	9606882	9606911	9606910	9606909	9606908		
145 K	9606881						

A.2.11 $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ **Probe BORO325**

M13-Spektrometer 25.06.97 - 09.07.97; Run-Nummern 9711194-9711240

Temperatur	TF	ZF	zero field cooled						field cooled ZF
			10 G	20 G	50 G	200 G	500 G	2 kG	
2.0 K		9711201 (9711195)			9711214	9711202	9711203	9711204	
2.5 K		9711209							9711219
3.0 K		9711196							9711220
4.0 K		9711210						9711215	9711221
5.0 K		9711197							9711222
6.0 K		9711211						9711216	9711223
7.0 K		9711199							9711224
8.0 K		9711200						9711217	9711225
9.0 K		9711212							9711226
10 K		9711198						9711236	9711227 9711230
12 K								9711237	9711228
13 K									9711229 9711231
14 K								9711238	9711232
15 K		9711213							9711233
16 K								9711239	9711234
17 K									9711235
18 K								9711240	
20 K		9711205	9711206	9711207	9711208				
50 K		9711218							
145-90 K	9711194								

A.3 Messungen an Vergleichsproben

A.3.1 $\text{La}_{1.70}\text{Nd}_{0.30}\text{CuO}_4$

Probe BORO221c

π M3-Spektrometer 13.03.95 - 22.03.95; Run-Nummern 9500117-9500133

Temperatur	TF	ZF	100 G	200 G	500 G	3 kG
4.7 K		9500124				
15 K		9500121				
20 K		9500120				
25 K		9500119				
30 K	9500117	9500118				
100 K		9500123				
200 K		9500125				
275 K		9500127				
283 K		9500128	9500131 9500132	9500133	9500130	9500129
300 K		9500126				

A.3.2 $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

Probe JH20/7

π M3-Spektrometer 24.10.97 - 24.10.97; Run-Nummern 9704214-9704225

Temperatur	TF	ZF	100 G	500 G	2 kG
1.91 K		9704225			
5.0 K		9704221	9704222	9704223	9704224
10.0 K		9704220			
15.0 K		9704214			
20.0 K		9704215			
25.0 K		9704216			
30.0 K		9704217			
35.0 K	9704219	9704218			

LTF-Spektrometer 24.10.97 - 24.10.97; Run-Nummern 9700912-9700915

Temperatur	TF	ZF	100 G	500 G	2 kG
0.1-0.14 K		9700912	9700914	9700913	9700915

A.3.3 La_{1.63}Eu_{0.17}Sr_{0.20}CuO₄**Probe JH22/7** π M3-Spektrometer 24.10.97 - 24.10.97; Run-Nummern 9704232-9704248

Temperatur	TF	zero field cooled ZF	field cooled ZF
1.95 K		9704233	9704240
3.0 K		9704234	
4.0 K		9704235	9704241
5.0 K		9704232	
8.0 K			9704242
10.0 K		9704236	9704243
14.0 K			9704244
16.0 K			9704245
18.0 K			9704246
20.0 K		9704237	9704247
22.0 K			9704248
30.0 K		9704238	
50.0 K	9704239		

A.3.4 La_{1.983}Sr_{0.017}CuO₄**Probe JH06/7**

M13-Spektrometer 25.06.97 - 09.07.97; Run-Nummern 9711270-9711303

Temperatur	TF	ZF	10 G	50 G	200 G	500 G	2 kG
2.0 K		9711273			9711274	9711275	9711276
4.0 K		9711277					9711289
6.0 K		9711286					9711290
8.0 K		9711278					9711291
10.0 K		9711287					9711292
12.0 K		9711279					9711293
14.0 K		9711288					9711294
16.0 K		9711280					9711295
18.0 K		9711283					9711296
20.0 K		9711281					9711297
24.0 K		9711282					9711298
30 K		9711272					9711299
40 K		9711284					9711300
50 K		9711285	9711303	9711302			9711301
100 K		9711271					
184-146 K	9711270						

A.3.5 $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$ **Probe AH54** π M3-Spektrometer 24.10.97 - 27.10.97; Run-Nummern 9704199-9704213

Temperatur	TF	ZF	100 G	500 G	2 kG
1.92 K		9704202	9704203	9704204	9704205
10.0 K		9704201			
16.2 K		9704199			
30.0 K		9704206			
40.0 K		9704200			
50.0 K		9704207			
70.0 K		9704208			
90.0 K		9704209			
95.0 K		9704211			
100.0 K		9704210			
110.0 K	9704213	9704212			

Anhang B

Weitere Plots

B.1 Plots von $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

B.1.1 $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$ im Juli'96

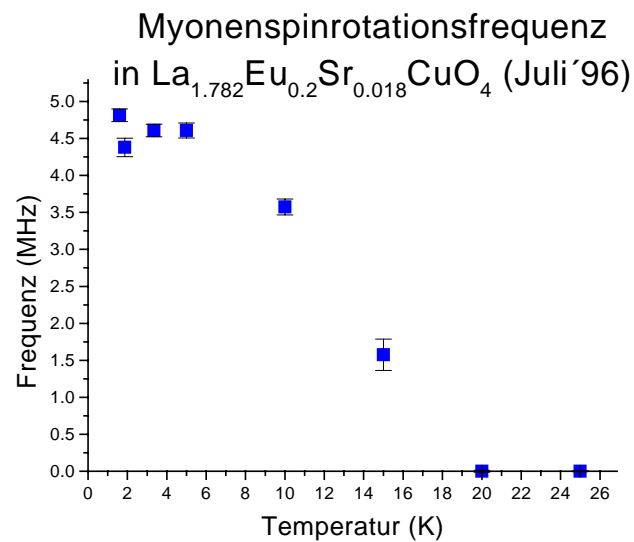


Abbildung B.1: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenz ν_1 in $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$

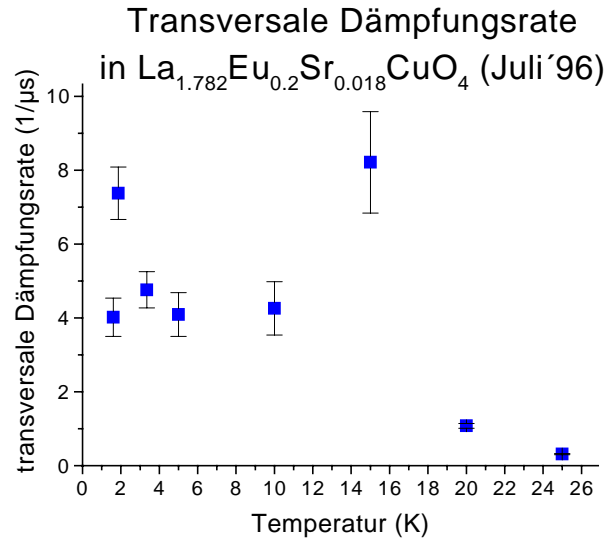


Abbildung B.2: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$

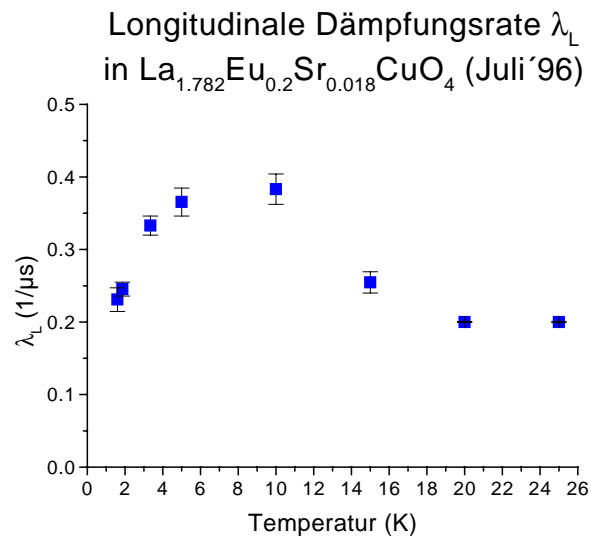


Abbildung B.3: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.782}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.018}\text{CuO}_4$

B.1.2 $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$

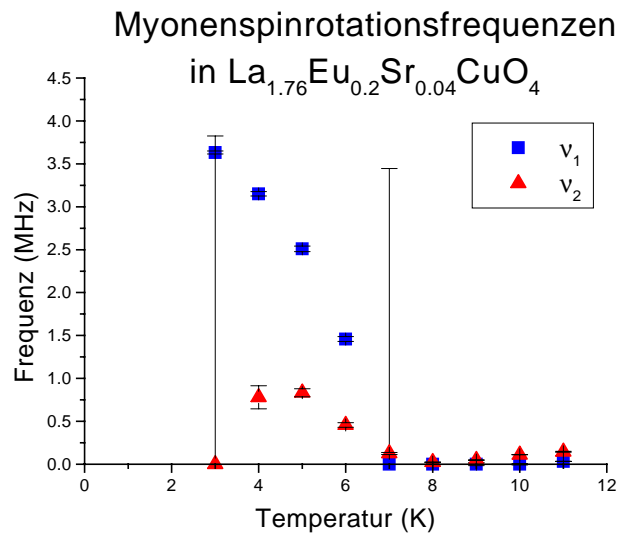


Abbildung B.4: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$

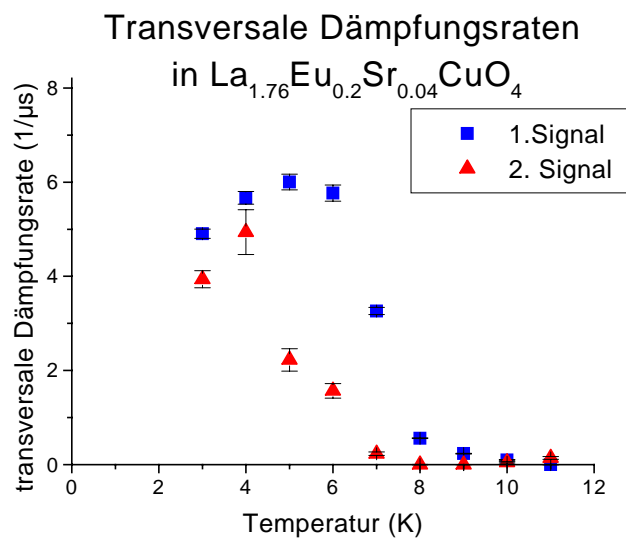


Abbildung B.5: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$

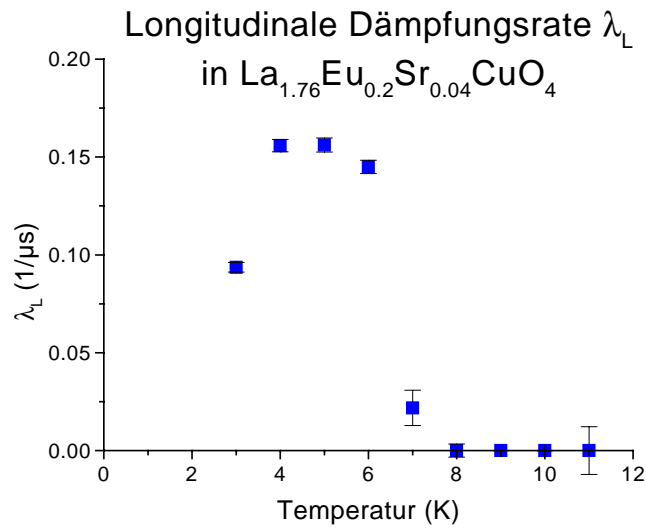


Abbildung B.6: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.76}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$

B.1.3 $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$

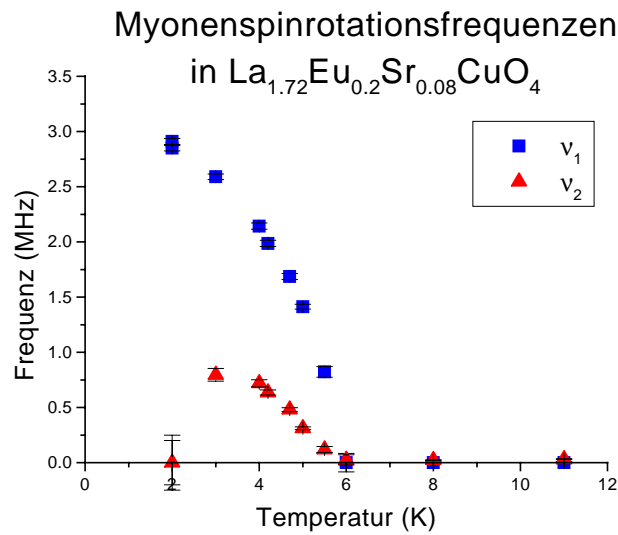


Abbildung B.7: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$

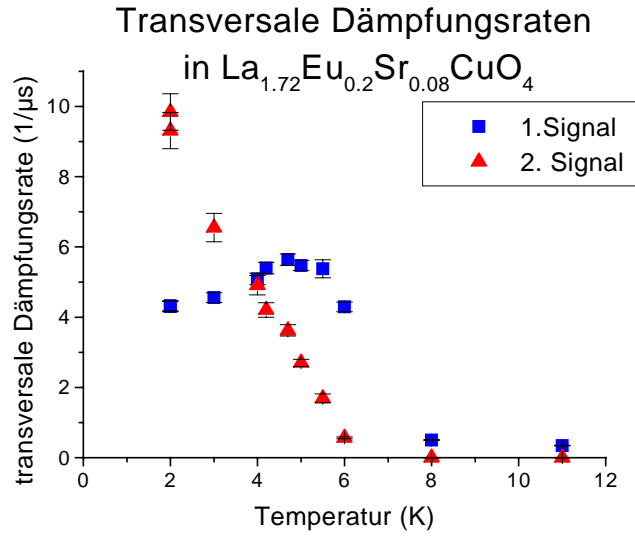


Abbildung B.8: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$

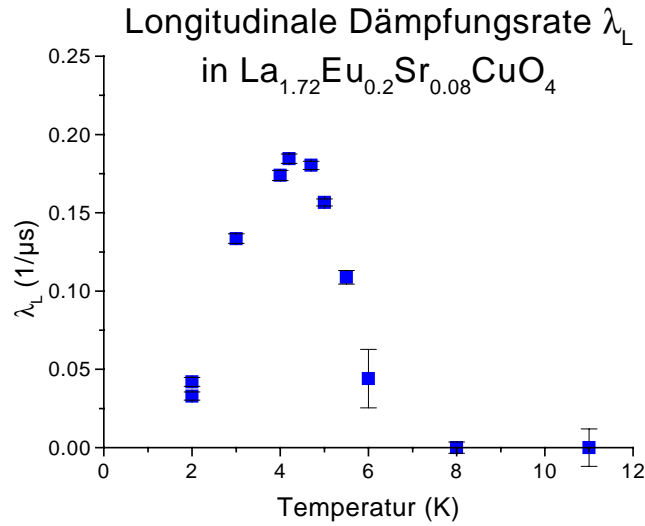


Abbildung B.9: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.72}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.08}\text{CuO}_4$

B.1.4 $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$

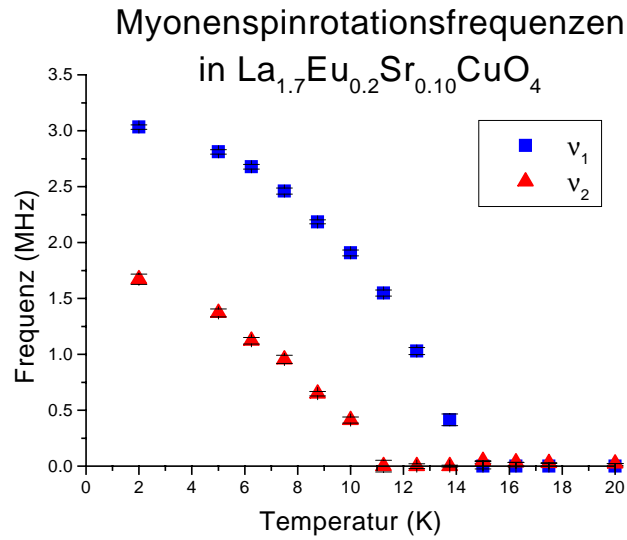


Abbildung B.10: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$

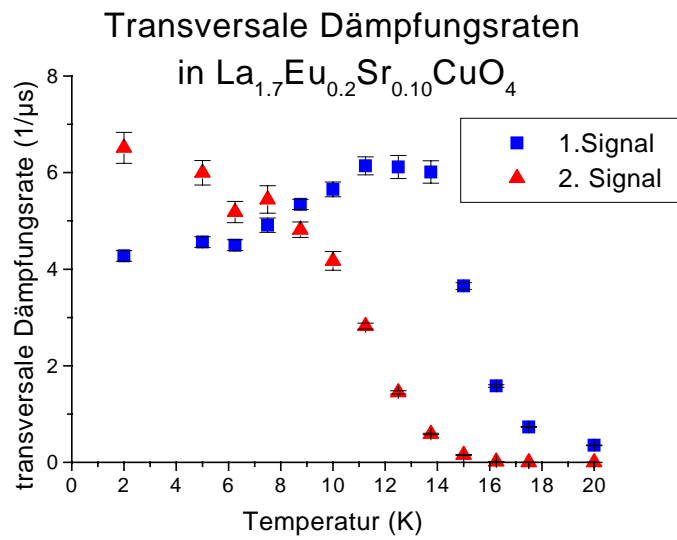


Abbildung B.11: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$

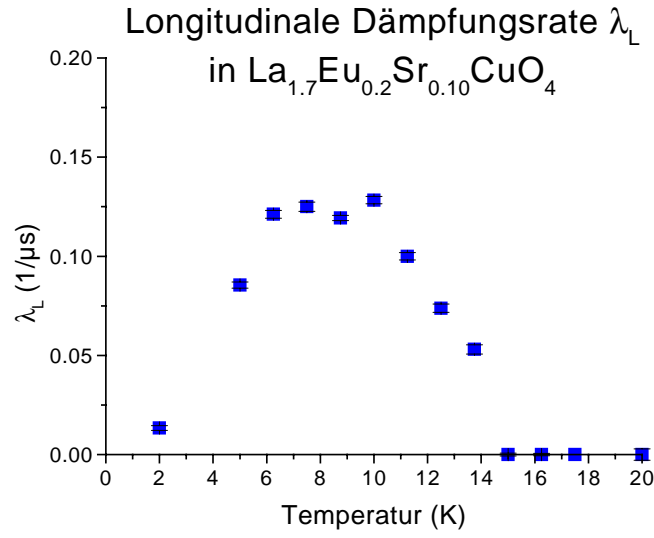


Abbildung B.12: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.10}\text{CuO}_4$

B.1.5 $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

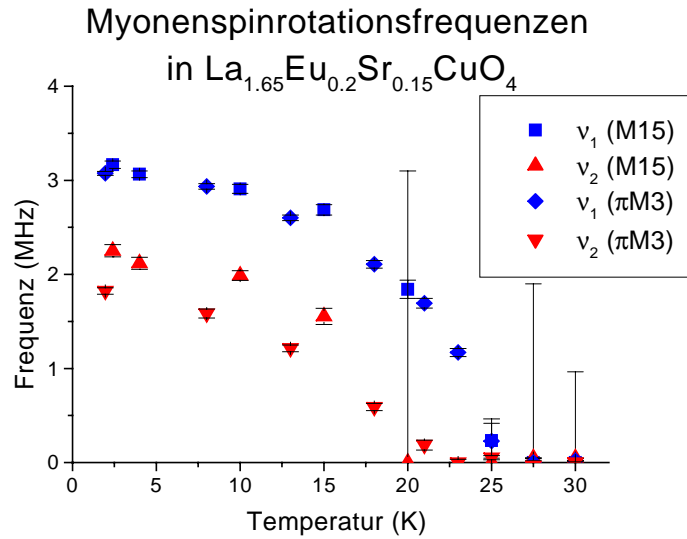


Abbildung B.13: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

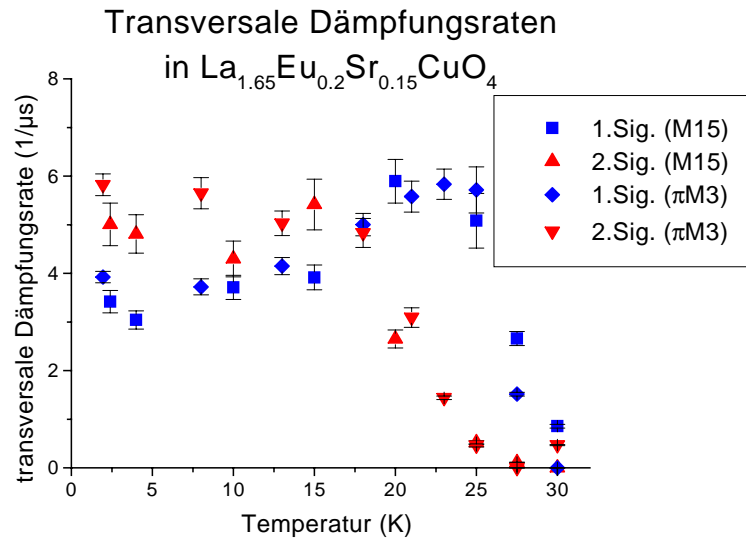


Abbildung B.14: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

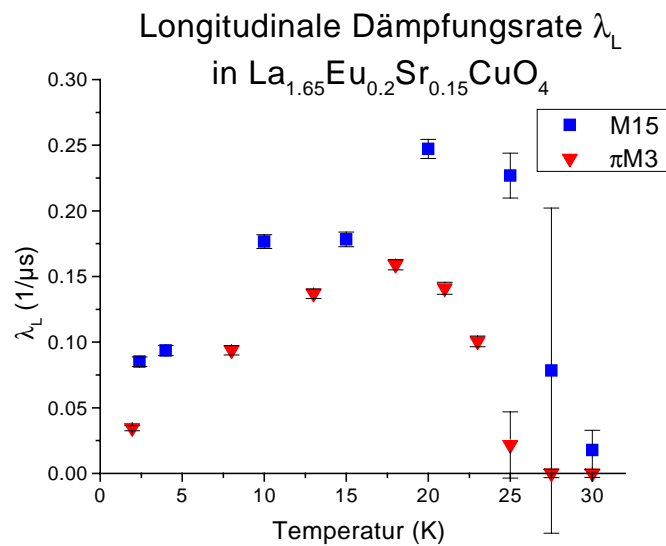


Abbildung B.15: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

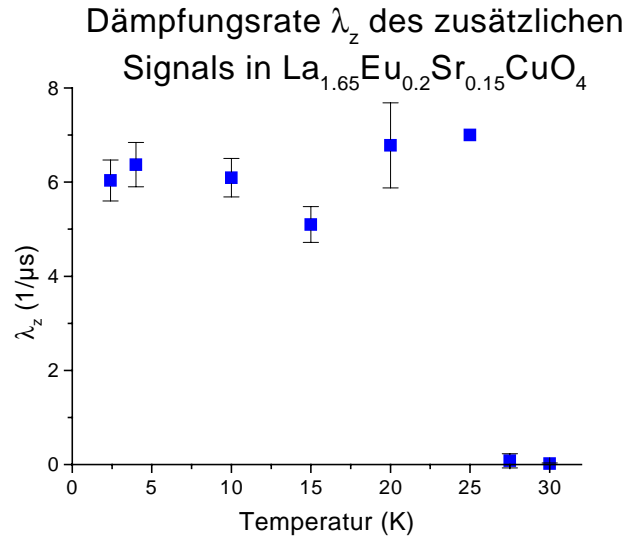


Abbildung B.16: Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

B.1.6 $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

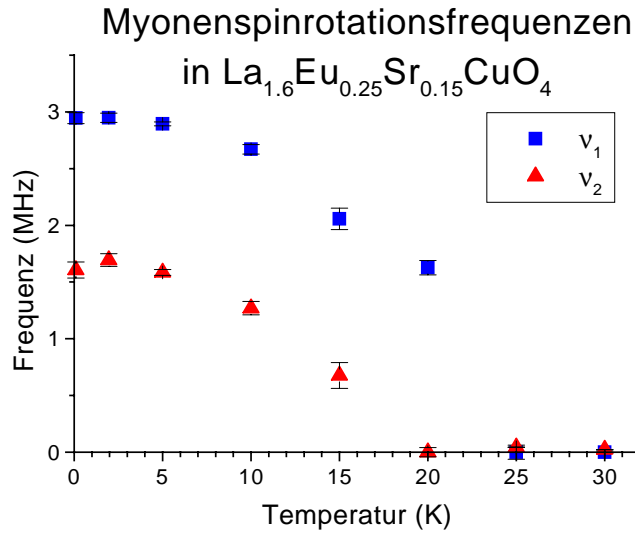


Abbildung B.17: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

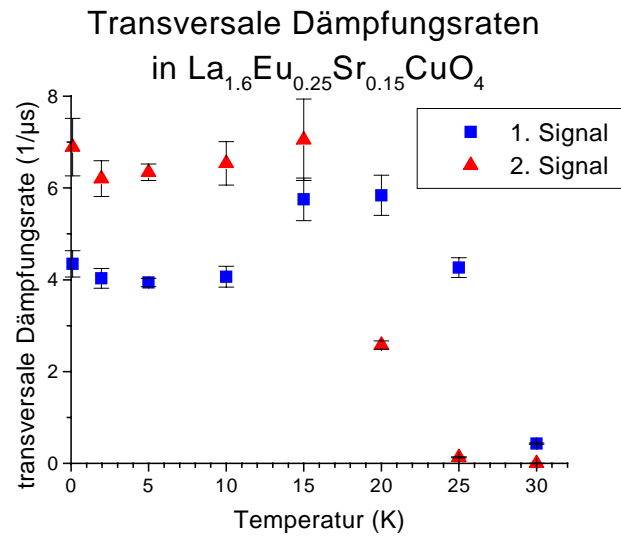


Abbildung B.18: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

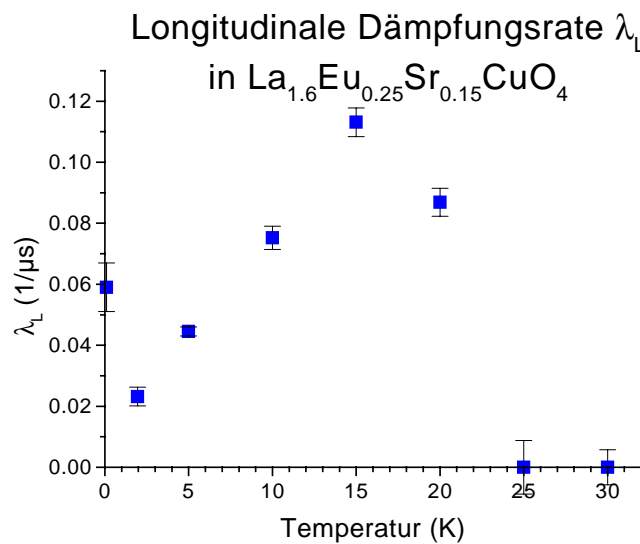


Abbildung B.19: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.6}\text{Eu}_{0.25}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

B.1.7 $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$

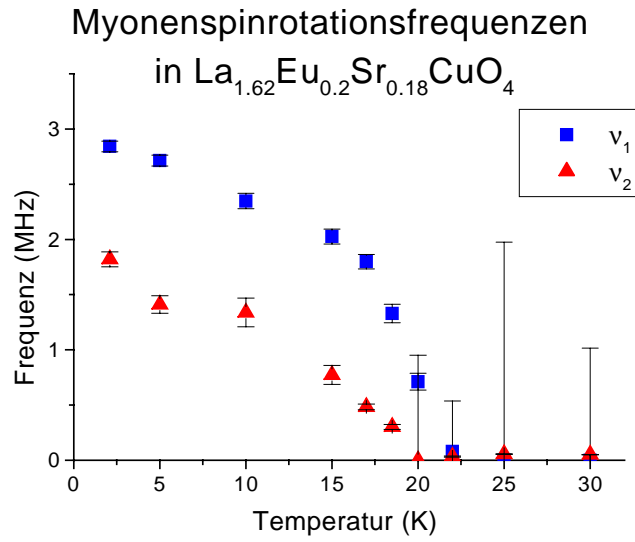


Abbildung B.20: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$

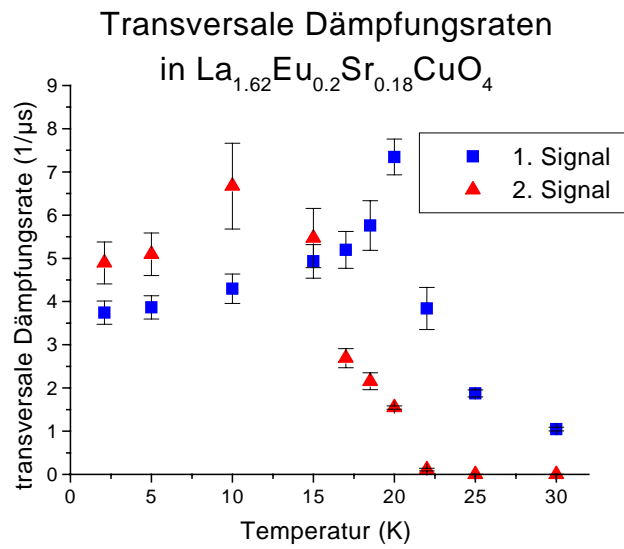


Abbildung B.21: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$

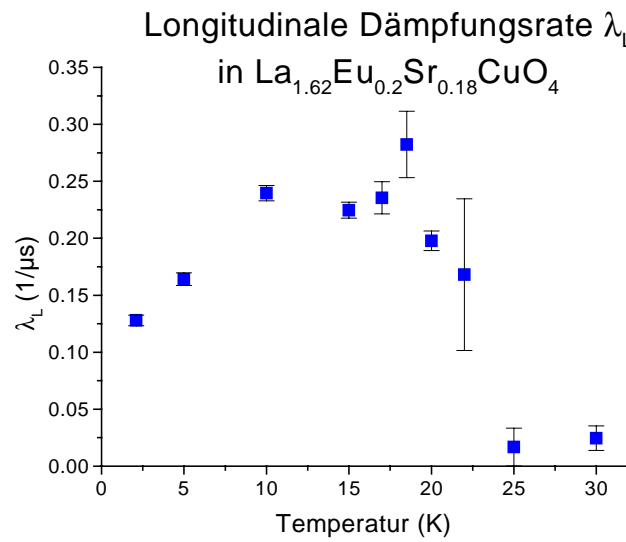


Abbildung B.22: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$

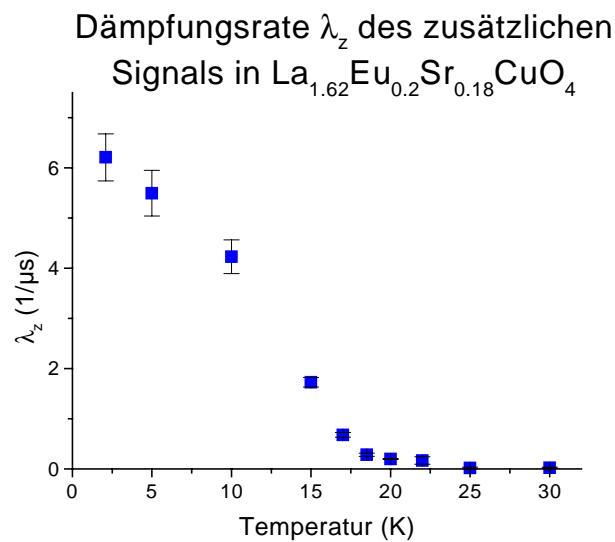


Abbildung B.23: Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate λ_z des zusätzlichen Signals in $\text{La}_{1.62}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.18}\text{CuO}_4$

B.2 Plots von $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_x\text{Sr}_y\text{CuO}_4$

B.2.1 $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

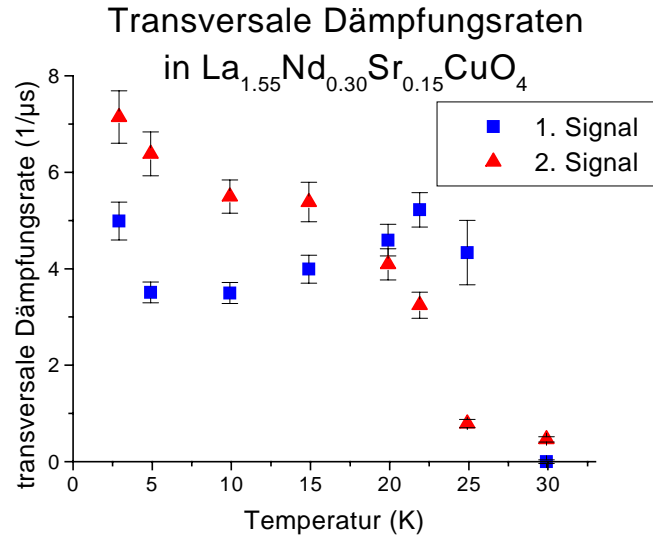


Abbildung B.24: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

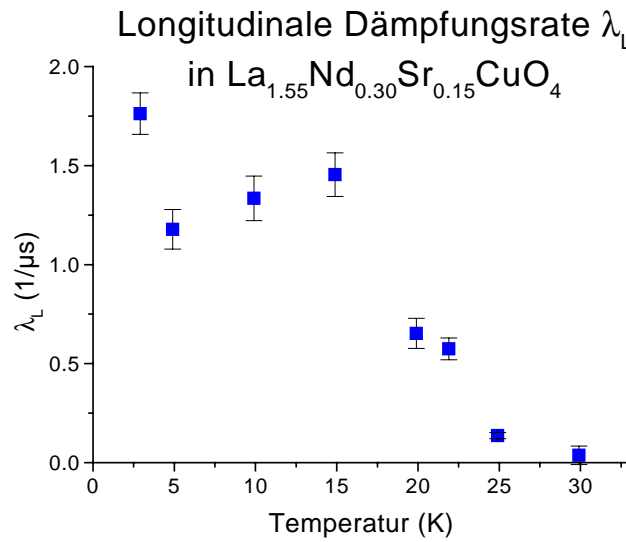


Abbildung B.25: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.55}\text{Nd}_{0.30}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

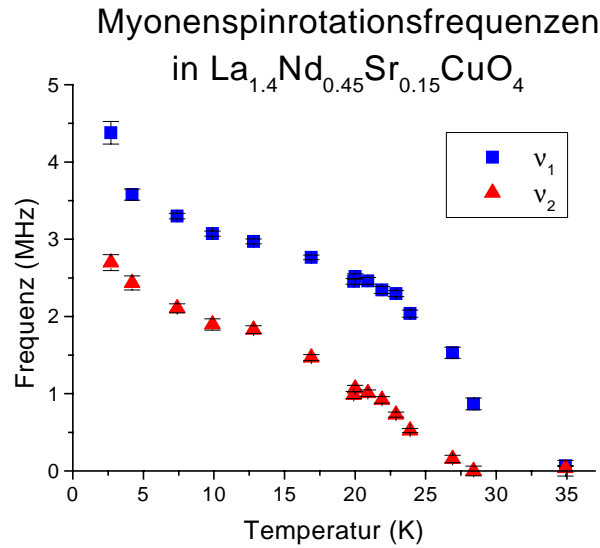
B.2.2 $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ 

Abbildung B.26: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.45}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

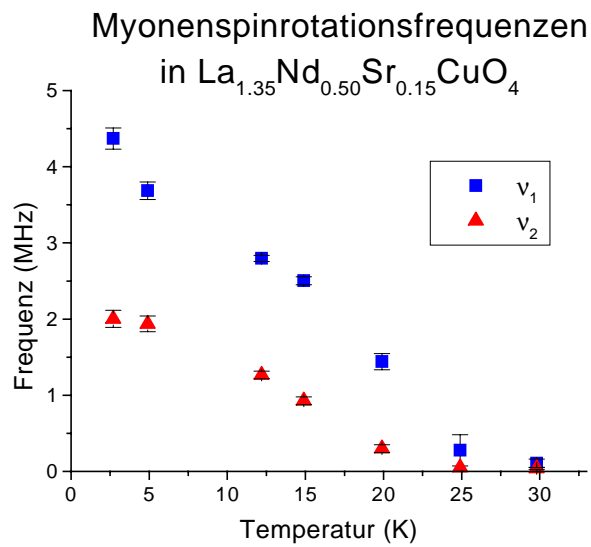
B.2.3 $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ 

Abbildung B.27: Temperaturabhängigkeit der Myonenspinrotationsfrequenzen ν_1 und ν_2 in $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

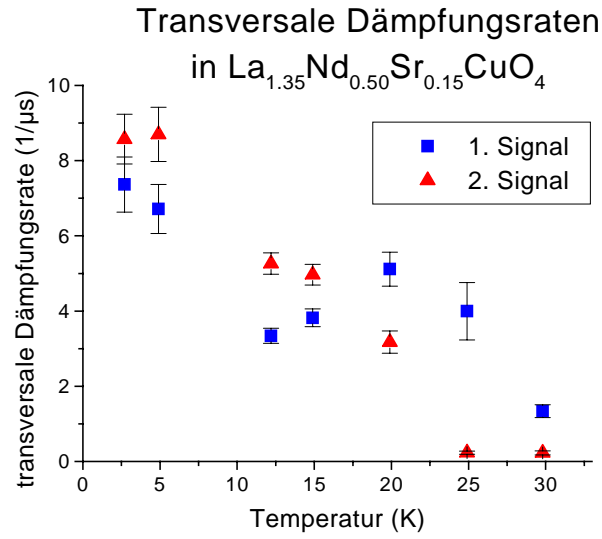


Abbildung B.28: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

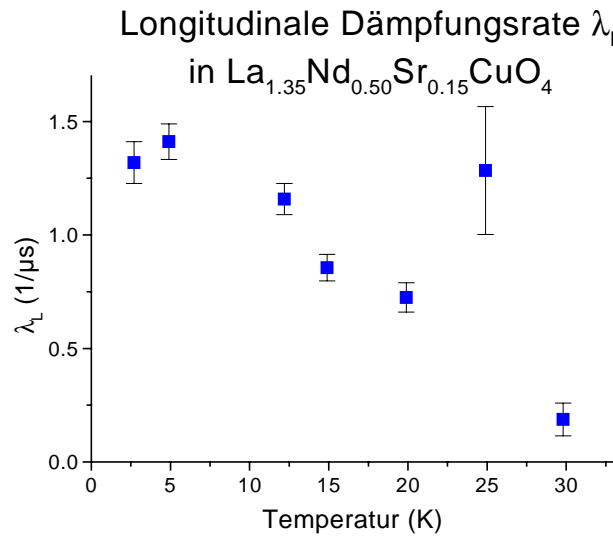


Abbildung B.29: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate λ_L in $\text{La}_{1.35}\text{Nd}_{0.50}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

B.3 Plots der übrigen Vergleichsproben

B.3.1 $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$

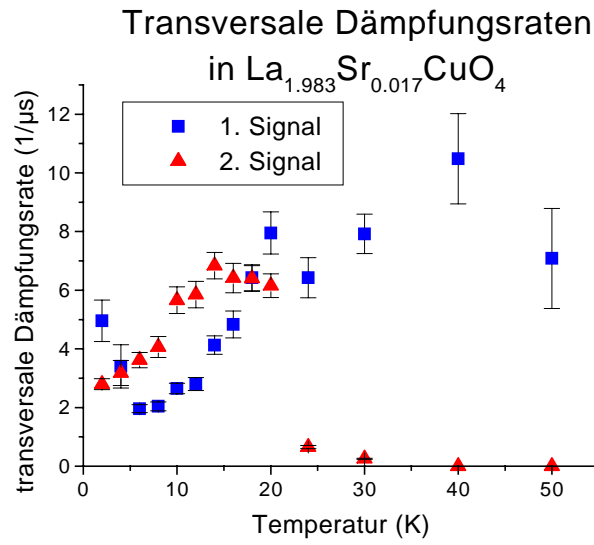


Abbildung B.30: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$

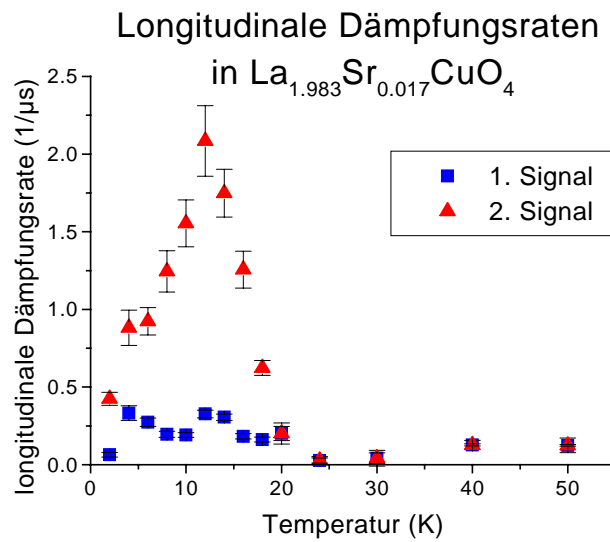


Abbildung B.31: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$

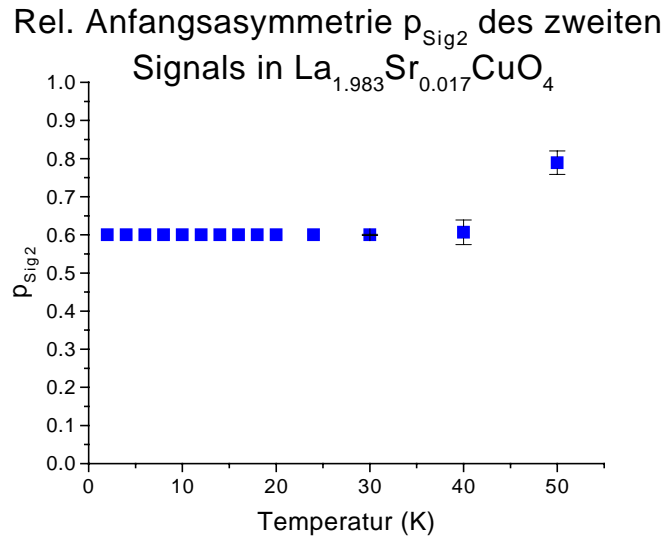


Abbildung B.32: Temperaturabhängigkeit des relativen Signalanteils $p_{\text{Sig}2}$ des zweiten Signals in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{CuO}_4$

B.3.2 $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$

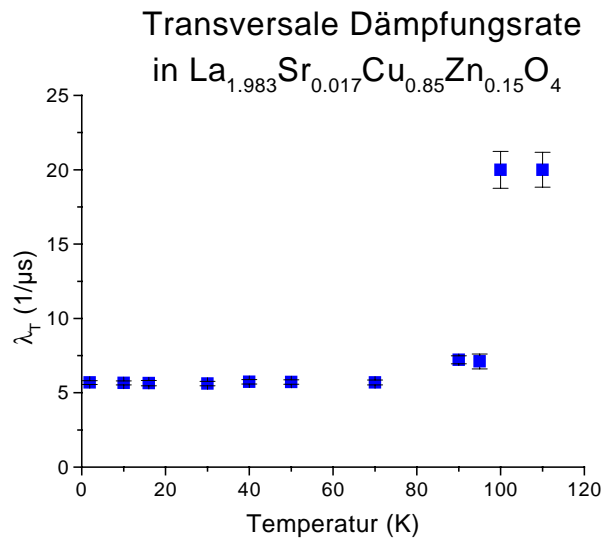


Abbildung B.33: Temperaturabhängigkeit der transversalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$

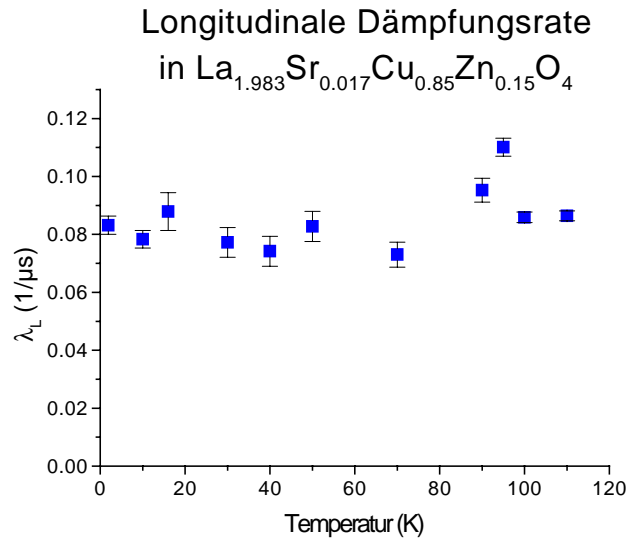


Abbildung B.34: Temperaturabhängigkeit der longitudinalen Dämpfungsrate in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$

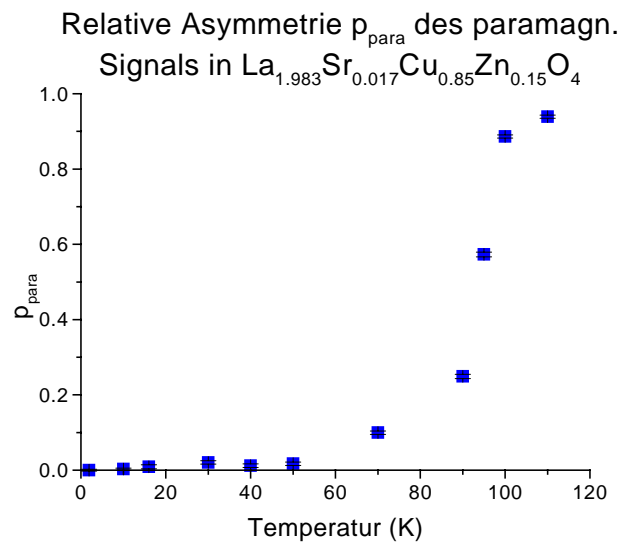


Abbildung B.35: Temperaturabhängigkeit des relativen Signalanteils p_{para} des paramagnetischen Signals in $\text{La}_{1.983}\text{Sr}_{0.017}\text{Cu}_{0.85}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAGAM, A.: *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford : Clarendon Press, 1970
- [2] AHARONY, A. ; BIRGENEAU, R.J. ; CONIGLIO, A. ; KASTNER, M.A. ; STANLEY, H.E.: Phys. Rev. Lett. 60 (1988), Nr. 13, S. 1330–3
- [3] AMATO, A. ; FEYERHERM, R. ; GYGAX, F.N. ; SCHENCK, A. ; LÖHNEYSSEN, H. von ; SCHLAGER, H.G.: Phys. Rev. B 52 (1995), Nr. 1, S. 54–56
- [4] ANDERSON, P.W.: Phys. Rev. 109 (1958), Nr. 5, S. 1492–1505
- [5] ANDERSON, P.W. ; SCHRIEFFER, R.: Physics today (1991), Juni, S. 55
- [6] AROVAS, D.P. ; BERLINSKY, A.J. ; KALLIN, C. ; ZHANG, S.-C.: Phys. Rev. Lett. 79 (1997), Nr. 15, S. 2871–4
- [7] ARSENEAU, D.J. ; HITTI, B. ; KREITZMAN, S.R. ; WHIDDEN, E.: Hyp. Int. 106 (1997), S. 277–82
- [8] AXE, J.D. ; MOUDDEN, A.H. ; HOHLWEIN, D. ; COX, D.E. ; MOHANTY, K.M. ; MOODENBAUGH, A.R. ; XU, Y.: Phys. Rev. Lett. 62 (1989), Nr. 23, S. 2751–4
- [9] BABERSKI, O. ; LANG, A. ; MALDONADO, O. ; HÜCKER, M. ; BÜCHNER, B. ; FREIMUTH, A.: cond-mat/9712047 (1998)
- [10] BARDEEN, J. ; COOPER, L.N. ; SCHRIEFFER, J.R.: Phys. Rev. 108 (1957), Nr. 5, S. 1175–1204
- [11] BATLOGG, B.: Physics today (1991), Juni, S. 44
- [12] BEDNORZ, J.G. ; MÜLLER, K.A.: Z. Phys. B 64 (1986), S. 189–93
- [13] BERNHARD, C. ; TALLON, J.L. ; BUCCI, C. ; DERENZI, R. ; GUIDI, G. ; WILLIAMS, G.V.M. ; NIEDERMAYER, C.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 1, S. 205
- [14] BERTHIER, C. ; JULIEN, M.H. ; HORVATIC, M. ; BERTHIER, Y.: J. Phys. I 6 (1996), S. 2205–36
- [15] BILLINGE, S.J.L. ; KWEI, G.H. ; TAKAGI, H.: Phys. Rev. Lett. 72 (1994), Nr. 14, S. 2282–5

- [16] BIRGENEAU, R.J. ; GABBE, D.R. ; JENSSEN, H.P. ; KASTNER, M.A. ; PICONE, P.J. ; THURSTON, T.R. ; SHIRANE, G. ; ENDOH, Y. ; SATO, M. ; YAMADA, K. ; HIDAKA, Y. ; ODA, M. ; ENOMOTO, Y. ; SUZUKI, M. ; MURAKAMI, T.: Phys. Rev. B 38 (1988), Nr. 10, S. 6614–23
- [17] BIRGENEAU, R.J. ; SHIRANE, G.: **In:** GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors* Bd. 1. World Scientific, Singapur, 1989, S. 151–211
- [18] BIRGENEAU, R.J. ; AHARONY, A. ; BELK, N.R. ; CHOU, F.C. ; ENDOH, Y. ; GREVEN, M. ; HOSOYA, S. ; KASTNER, M.A. ; LEE, C.H. ; LEE, Y.S. ; SHIRANE, G. ; WAKIMOTO, S. ; WELLS, B.O. ; YAMADA, K.: J. Phys. Chem. Solids 56 (1995), Nr. 12, S. 1913–9
- [19] BIRGENEAU, R.J. ; CHRISTIANSON, R.J. ; ENDOH, Y. ; KASTNER, M.A. ; LEE, Y.S. ; SHIRANE, G. ; WELLS, B.O. ; YAMADA, K.: Physica B 237-8 (1997), S. 84–90
- [20] BIRRER, P. ; GYGAX, F.N. ; HITTI, B. ; LIPPELT, E. ; MALETTA, H. ; SCHENCK, A. ; WEBER, M.: Physica C 162-4 (1989), S. 153–4
- [21] BLASIUS, T. Persönliche Mitteilung
- [22] BORSA, F. ; CARRETTA, P. ; LASCIALFARI, A. ; TORGESON, D.R. ; CHOU, F.C. ; JOHNSTON, D.C.: Physica C 235-40 (1994), S. 1713–4
- [23] BORSA, F. ; CARRETTA, P. ; CHO, J.H. ; CHOU, F.C. ; HU, Q. ; JOHNSTON, D.C. ; LASCIALFARI, A. ; TORGESON, D.R. ; GOODING, R.J. ; SALEM, N.M. ; VOS, K.J.E.: Phys. Rev. B 52 (1995), Nr. 10, S. 7334–45
- [24] BRADEN, M.: *Strukturelle Phasenübergänge in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$* , Universität zu Köln, Dissertation, 1992
- [25] BREUER, M. ; BÜCHNER, B. ; MICKLITZ, H. ; BAGGIO-SAITOVITCH, E. ; AZEVEDO, I. S. ; SCORZELLI, R. ; ABD-ELMEGUID, M.M.: Z. Phys. B 92 (1993), S. 331–34
- [26] BREUER, M. ; BÜCHNER, B. ; MÜLLER, R. ; CRAMM, M. ; MALDONADO, O. ; FREIMUTH, A. ; RODEN, B. ; BOROWSKI, R. ; HEYMAR, B. ; WOHLLEBEN, D.: Physica C 208 (1993), S. 217–25
- [27] BREUER, M. ; BÜCHNER, B. ; MICKLITZ, H.: J. Appl. Phys. 75 (1994), Nr. 10, S. 6741
- [28] BUCCI, C. ; RENZI, R. D. ; GUIDI, G. ; ALLODI, G. ; LICCI, F.: Hyp. Int. 105 (1997), S. 71–6

- [29] BUDNICK, J.I. ; GOLNIK, A. ; NIEDERMAYER, Ch. ; RECKNAGEL, E. ; ROSSMANN, M. ; WEIDINGER, A. ; CHAMBERLAND, B. ; FILIPKOWSKI, M. ; YANG, D.P.: Phys. Lett. A 124 (1987), Nr. 1,2, S. 103–106
- [30] BÜCHNER, B. ; BRADEN, M. ; CRAMM, M. ; SCHLABITZ, W. ; SCHNELLE, W. ; HOFFELS, O. ; BRAUNISCH, W. ; MÜLLER, R. ; HEGER, G. ; WOHLLEBEN, D.: Physica C 185-9 (1991), S. 903–4
- [31] BÜCHNER, B. ; CRAMM, M. ; BRADEN, M. ; BRAUNISCH, W. ; HOFFELS, O. ; SCHNELLE, W. ; MÜLLER, R. ; FREIMUTH, A. ; SCHLABITZ, W. ; HEGER, G. ; KHOMSKII, D.I. ; WOHLLEBEN, D.: Europhys. Lett. 21 (1993), Nr. 9, S. 953–8
- [32] BÜCHNER, B. ; BREUER, M. ; FREIMUTH, A. ; KAMPF, A.P.: Phys. Rev. Lett. 73 (1994), Nr. 13, S. 1841–4
- [33] BÜCHNER, B. ; BREUER, M. ; SCHLABITZ, W. ; VIACK, A. ; SCHÄFER, W. ; FREIMUTH, A. ; KAMPF, A.P.: Physica C 235-40 (1994), S. 281–4
- [34] BÜCHNER, B. ; LANG, A. ; BABERSKI, O. ; HÜCKER, M. ; FREIMUTH, A.: J. Low Temp. Phys. 105 (1996), Nr. 3-4, S. 921–6
- [35] BÜCHNER, B. Persönliche Mitteilung
- [36] BÜCHNER, B.: *Strukturelle Phasenübergänge und Supraleitung in Selten-Erddotiertem (La,Sr)₂CuO₄*, Universität zu Köln, Dissertation, 1994
- [37] BULUT, N. ; HONE, D. ; SCALAPINO, D.J. ; BICKERS, N.E.: Phys. Rev. Lett. 64 (1990), Nr. 22, S. 2723–6
- [38] BURGHART, F.-J.: *Bestimmung des Myonenortes in CePtSn*, TU München, Diplomarbeit, 1994
- [39] CARETTA, P. ; CORTI, M. ; LASCIALFARI, A. ; BORSA, F. ; RIGAMONTI, A.: Physica C 209 (1993), S. 121–4
- [40] CASALTA, H. ; ALLOUL, H. ; MARUCCO, J.F.: Physica C 204 (1993), S. 331–40
- [41] CASTELLANI, C. ; DI CASTRO, C. ; GRILLI, M.: Physica C 282-7 (1997), S. 260–3
- [42] CASTELLANI, C. ; DI CASTRO, C. ; GRILLI, M.: cond-mat/9804014 (1998)
- [43] CASTRO NETO, A.H. ; HONE, D.: Phys. Rev. Lett. 76 (1996), Nr. 12, S. 2165–8
- [44] CASTRO NETO, A.H. ; BALATSKY, A.V.: cond-mat/9805273 (1998)
- [45] CHAPPERT, J. (Hrsg.) ; GRYNSPAN, R.I. (Hrsg.): *Muons and Pions in Material Research*. Elsevier Science Publishers, 1984

- [46] CHEN, C.Y. ; BIRGENEAU, R.J. ; KASTNER, M.A. ; PREYER, N.W. ; THIO, T.: Phys. Rev. B 43 (1991), Nr. 1, S. 392–401
- [47] CHEN, C.H. ; CHEONG, S.-W. ; COOPER, A.S.: Phys. Rev. Lett. 71 (1993), Nr. 15, S. 2461–4
- [48] CHEN, C.Y. ; BRANLUND, E.C. ; BAE, C. ; YANG, K. ; KASTNER, M.A. ; CASSANHO, A. ; BIRGENEAU, R.J.: Phys. Rev. B 51 (1995), Nr. 6, S. 3671–7
- [49] CHEN, C.H. ; CHEONG, S.-W.: Phys. Rev. Lett. 76 (1996), Nr. 21, S. 4042–5
- [50] CHEONG, S.-W. ; AEPPLI, G. ; MASON, T.E. ; MOOK, H. ; HAYDEN, S.M. ; CANFIELD, P.C. ; FISK, Z. ; CLAUSEN, K.N. ; MARTINEZ, J.L.: Phys. Rev. Lett. 67 (1991), Nr. 13, S. 1791–4
- [51] CHO, J.H. ; BORSA, F. ; JOHNSTON, D.C. ; TORGENSEN, D.R.: Phys. Rev. B 46 (1992), Nr. 5, S. 3179–82
- [52] CHO, J.H. ; CHOU, F.C. ; JOHNSTON, D.C.: Phys. Rev. Lett. 70 (1993), Nr. 2, S. 222–5
- [53] CHOU, F.C. ; BORSA, F. ; CHO, J.H. ; JOHNSTON, D.C. ; LASCIALFARI, A. ; TORGENSEN, D.R. ; ZIOLO, J.: Phys. Rev. Lett. 71 (1993), Nr. 14, S. 2323–6
- [54] CHOU, F.C. ; BELK, N.R. ; KASTNER, M.A. ; BIRGENEAU, R.J. ; AHARONY, A.: Phys. Rev. Lett. 75 (1995), Nr. 11, S. 2204–7
- [55] CHU, C.W. ; GAO, L. ; CHEN, F. ; HUANG, Z.J. ; MENG, R.L. ; XUE, Y.Y.: Nature 365 (1993), S. 323–5
- [56] DI CICCIO, A. ; SPERANDINI, F.: Physica C 258 (1996), S. 349–59
- [57] CORTI, M. ; LASCIALFARI, A. ; RIGAMONTI, A. ; TABAK, F. ; LICCI, F. ; RAFFO, L.: J. Appl. Phys. 75 (1994), Nr. 10, S. 7143–5
- [58] CORTI, M. ; RIGAMONTI, A. ; TABAK, F. ; CARRETTA, P. ; LICCI, F. ; RAFFO, L.: Phys. Rev. B 52 (1995), Nr. 6, S. 4226–36
- [59] CRAMM, M. ; BÜCHNER, B. ; FIACK, A. ; HOLLAND-MORITZ, E. ; MÜLLER, R. ; SCHLABITZ, W. ; BRADEN, M. ; HOHLWEIN, D.: Physica C 235-40 (1994), S. 855–6
- [60] CRAMM, M. Persönliche Mitteilung
- [61] CRAWFORD, M.K. ; HARLOW, R.L. ; MCCARRON, E.M. ; FARNETH, W.E. ; AXE, J.D. ; CHOU, H. ; HUANG, Q.: Phys. Rev. B 44 (1991), Nr. 14, S. 7749–52
- [62] CRAWFORD, M.K. ; HARLOW, R.L. ; MCCARRON, E.M. ; FARNETH, W.E. ; HERRON, N. ; CHOU, H. ; COX, D.E.: Phys. Rev. B 47 (1993), Nr. 17, S. 11623–6

- [63] CRAWFORD, M.K. ; HARLOW, R.L. ; MCCARRON, E.M. ; COX, D.E. ; HUANG, Q.: Physica C 235-40 (1994), S. 170–3
- [64] CUBITT, R. ; FORGAN, E.M. ; YANG, G. ; LEE, S.L. ; PAUL, D.McK. ; MOOK, H.A. ; YETHIRAJ, M. ; KES, P.H. ; LI, T.W. ; MENOVSKY, A.A. ; TARNAWSKI, Z. ; MORTENSEN, K.: Nature 365 (1993), S. 407–11
- [65] DABROWSKI, B. ; WANG, Z. ; ROGACKI, K. ; JORGENSEN, J.D. ; HITTERMAN, R.L. ; WAGNER, J.L. ; HUNTER, B.A. ; RADAELLI, P.G. ; HINKS, D.G.: Phys. Rev. Lett. 76 (1996), Nr. 8, S. 1348–51
- [66] DIERIG, T.A.: ¹³⁹La-NQR-Messungen an La_{1.65}Eu_{0.2}Sr_{0.15}CuO₄, TU Braunschweig, Diplomarbeit, 1998
- [67] DIMASHKO, Y.A. ; SMITH, C.M.: cond-mat/9805027 (1998)
- [68] DUIN, C.N.A. van ; ZAAANEN, J.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 7, S. 1513–6
- [69] EBNER, C. ; STROUD, D.: Phys. Rev. B 31 (1985), Nr. 1, S. 165–71
- [70] EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A. ; LIN, H.Q.: Phys. Rev. Lett. 64 (1990), Nr. 4, S. 475–8
- [71] EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A.: Physica C 209 (1993), S. 597–621
- [72] EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A.: Physica C 235-40 (1994), S. 189–92
- [73] EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A.: Physica C 263 (1996), S. 44–8
- [74] EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A. ; ZACHAR, O.: Phys. Rev. B 56 (1997), Nr. 10, S. 6120–47
- [75] ENDOH, Y. ; YAMADA, K. ; BIRGENEAU, R.J. ; GABBE, D.R. ; JENSSEN, H.P. ; KASTNER, M.A. ; PETERS, C.J. ; PICONE, P.J. ; THURSTON, T.R. ; TRANQUADA, J.M. ; SHIRANE, G. ; HIDAKA, Y. ; ODA, M. ; ENOMOTO, Y. ; SUZUKI, M. ; MURAKAMI, T.: Phys. Rev. B 37 (1988), Nr. 13, S. 7443–53
- [76] ENDOH, Y. ; YAMADA, K. ; WAKIMOTO, S. ; LEE, C.H. ; HOSOYA, S. ; BIRGENEAU, R.J. ; GREVEN, M. ; KASTNER, M.A. ; SHIRANE, G.: Physica C 263 (1996), S. 349–54
- [77] FEYERHERM, R.: *Interplay of Superconductivity and Magnetism in Heavy-fermion Systems, Muon spin rotation studies on CeCu₂Si₂ and UPd₂Al₃*, ETH Zürich, Dissertation, 1995
- [78] FISHER, M.E. ; BARBER, M.N.: Phys. Rev. Lett. 28 (1972), Nr. 23, S. 1516–9
- [79] FLEMING, R.M. ; BATLOGG, B. ; CAVA, R.J. ; RIETMAN, E.A.: Phys. Rev. B 35 (1987), Nr. 13, S. 7191–4

- [80] FRANÇOIS, M. ; YVON, K. ; FISCHER, P. ; DECROUX, M.: Solid State Comm. 63 (1987), Nr. 1, S. 35–40
- [81] FRIEDRICH, C. ; BÜCHNER, B. ; ABD-ELMEGUID, M.M. ; MICKLITZ, H.: Phys. Rev. B 54 (1996), Nr. 2, S. R800–3
- [82] GARCIA, S. ; MUSA, J.E. ; GIORDANENGO, B. ; BAGGIO-SAITOVITCH, E.M.: Solid State Comm. 105 (1998), Nr. 1, S. 37–40
- [83] GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors*. Bd. 1. World Scientific, Singapur, 1989
- [84] GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors*. Bd. 2. World Scientific, Singapur, 1990
- [85] GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors*. Bd. 3. World Scientific, Singapur, 1992
- [86] GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors*. Bd. 4. World Scientific, Singapur, 1994
- [87] GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors*. Bd. 5. World Scientific, Singapur, 1996
- [88] GOLNIK, A. ; BUDNICK, J.I. ; CHAMBERLAND, B. ; LYND, L. ; NIEDERMAYER, C. ; OTTER, F. ; RECKNAGEL, E. ; ROSSMANITH, M. ; WEIDINGER, A. ; TAN, Z.: Physica C 153-5 (1988), S. 166–7
- [89] GOODING, R.J.: Phys. Rev. Lett. 66 (1991), Nr. 17, S. 2266–9
- [90] GOODING, R.J. ; MAILHOT, A.: Phys. Rev. B 48 (1993), Nr. 9, S. 6132–5
- [91] GOODING, R.J. ; SALEM, N.M. ; MAILHOT, A.: Phys. Rev. B 49 (1994), Nr. 9, S. 6067–73
- [92] GOODING, R.J. ; SALEM, N.M. ; BIRGENEAU, R.J. ; CHOU, F.C.: Phys. Rev. B 55 (1997), Nr. 10, S. 6360–71
- [93] GOTO, T. ; CHIBA, K. ; MORI, M. ; SUZUKI, T. ; SEKI, K. ; FUKASE, T.: J. Phys. Soc. Jpn. 66 (1997), Nr. 9, S. 2870–4
- [94] GRANDE, B. ; MÜLLER-BUSCHBAUM, H. ; SCHWEIZER, M.: Z. Anorg. Chem. 428 (1977), S. 120
- [95] GREENE, L.H. ; BAGLEY, B.G.: **In:** GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors* Bd. 2. World Scientific, Singapur, 1990, S. 509–69
- [96] HAAS, S. ; ZHANG, F.-C. ; MILA, F. ; RICE, T.M.: Phys. Rev. Lett. 77 (1996), Nr. 14, S. 3021–4

- [97] HAMMEL, P.C. ; REYES, A.P. ; CHEONG, S.-W. ; FISK, Z. ; SCHIRBER, J.E.: Phys. Rev. Lett. 71 (1993), Nr. 3, S. 440–3
- [98] HAMMEL, P.C. ; STATT, B.W. ; MARTIN, R.L. ; CHOU, F.C. ; JOHNSTON, D.C. ; CHEONG, S.-W.: Phy. Rev. B 57 (1998), Nr. 2, S. R712–5
- [99] HAMMEL, P.C. ; SUH, B.J. ; SARRAO, J.L. ; FISK, Z.: submitted to the Proc. of Stripes 98 (1998)
- [100] HANKE, W. ; EDER, R. ; ARRIGONI, E.: Phys. Bl. 54 (1998), Nr. 5, S. 436–9
- [101] HARSHMAN, D.R. ; AEPPLI, G. ; ESPINOSA, G.P. ; COOPER, A.S. ; REMEIK, J.P. ; ANSALDO, E.J. ; RISEMAN, T.M. ; WILLIAMS, D.L. ; NOAKES, D.R. ; ELLMAN, B. ; ROSENBAUM, T.F.: Phys. Rev. B 38 (1988), Nr. 1, S. 852–55
- [102] HARSHMAN, D.R. ; AEPPLI, G. ; ESPINOSA, B. Batlogg G. ; CAVA, R.J. ; COOPER, A.S. ; RUPP, L.W. ; ANSALDO, E.J. ; WILLIAMS, D.L.: Phys. Rev. Lett. 63 (1989), Nr. 11, S. 1187–8
- [103] HASEGAWA, H. ; MORIYA, T.: J. Phys. Soc. Jpn. 36 (1974), Nr. 6, S. 1542–53
- [104] HASKEL, D. ; STERN, E.A. ; HINKS, D.G. ; MITCHELL, A.W. ; JORGENSEN, J.D. ; BUDNICK, J.I.: Phys. Rev. Lett. 76 (1996), Nr. 3, S. 439–42
- [105] HASKEL, D. ; STERN, E.A. ; SHECHTER, H.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 13, S. 8034–5
- [106] HAYANO, R.S. ; UEMURA, Y.J. ; IMAZATO, J. ; NISHIDA, N. ; YAMAZAKI, T. ; KUBO, R.: Phys. Rev. B 20 (1979), S. 850
- [107] HAYDEN, S.M. ; LANDER, G.H. ; ZARESTKY, J. ; BROWN, P.J. ; STASSIS, C. ; METCALF, P. ; HONIG, J.M.: Phys. Rev. Lett. 68 (1992), Nr. 7, S. 1061–4
- [108] HAZEN, R.M.: **In:** GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors* Bd. 2. World Scientific, Singapur, 1990, S. 121–198
- [109] HEFFNER, R.H. ; COX, D.L.: Phys. Rev. Lett. 63 (1989), Nr. 22, S. 2538–9
- [110] HILLBERG, M.: *μ SR-Untersuchungen der magnetischen Korrelationen in elektronendotierten Kupratverbindungen und in dem halbmagnetischen Halbleiter $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$* , TU Braunschweig, Dissertation, 1997
- [111] HITTI, B. ; BIRRER, P. ; FISCHER, K. ; GYGAX, F.N. ; LIPPELT, E. ; MALETTA, H. ; SCHENCK, A. ; WEBER, M.: Hyp. Int. 63 (1990), S. 287–94
- [112] HONE, D. ; NETO, A.H. C.: J. Superconductivity 10 (1997), Nr. 4, S. 349–54
- [113] HOSNI, A.: *Präparation und Charakterisierung von Zn-dotiertem $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$* , Universität zu Köln, Diplomarbeit, 1997

- [114] HOTT, R. ; RIETSCHER, H. ; SANDER, M.: Phys. Bl. 48 (1992), Nr. 5, S. 355–8
- [115] HÜCKER, M. ; POMMER, J. ; BÜCHNER, B. ; KATAEV, V. ; RAMEEV, B.: J. Superconductivity (1997)
- [116] HÜCKER, M. Persönliche Mitteilung
- [117] HÜCKER, M. ; POMMER, J. ; HARRASS, J. ; HOSNI, A. ; PFLITSCH, C. ; BÜCHNER, B. ; KATAEV, V.: Mobility of holes and suppression of antiferromagnetic order in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. – unveröffentlicht
- [118] ISAACS, E.D. ; AEPPLI, G. ; ZSCHACK, P. ; CHEONG, S.-W. ; WILLIAMS, H. ; BUTTREY, D.J.: Phys. Rev. Lett. 72 (1994), Nr. 21, S. 3421–4
- [119] ISHIDA, K. ; KITAOKA, Y. ; TOKUNAGA, Y. ; MATSUMOTO, S. ; ASAYAMA, K. ; AZUMA, M. ; HIROI, Z. ; TAKANO, M.: Phys. Rev. B 53 (1996), Nr. 5, S. 2827–34
- [120] JIRÁK, Z. ; KRUPÍČKA, S. ; ŠIMŠA, Z. ; DLOUHÁ, M. ; VRATISLAV, S.: J. Magn. Magn. Mater. 53 (1985), S. 153–66
- [121] JOHNSTON, D.C. ; SINHA, S.K. ; JACOBSON, A.J. ; NEWSAM, J.M.: Physica C 153-5 (1988), S. 572–7
- [122] JOHNSTON, D. C.: J. Magn. Magn. Mater. 100 (1991), S. 218–40
- [123] JOHNSTON, D.C. ; BAYLESS, W.R. ; BORSA, F. ; CANFIELD, P.C. ; CHEONG, S.-W. ; CHO, J.H. ; CHOU, F.C. ; FISK, Z. ; JORGENSEN, J.D. ; LASCIALFARI, A. ; MILLER, L.L. ; RADAELLI, P.G. ; SCHIRBER, J.E. ; SCHULTZ, A.J. ; TORGENSEN, D.R. ; VAKNIN, D. ; WAGNER, J.L. ; ZARESTKY, J. ; ZIOLO, J.: Physica C 257-60 (1994), S. 257–60
- [124] JOHNSTON, D.C. ; CHOU, F.C. ; BORSA, F. ; CARETTA, P. ; LASCIALFARI, A. ; GOODING, R.J. ; SALEM, N.M. ; VOS, K.J.E. ; CHO, J.H. ; TORGENSEN, D.R.: J. Superconductivity 9 (1996), Nr. 4, S. 337–42
- [125] JORGENSEN, J.D. ; SCHÜTTLER, H.-B. ; HINKS, D.G. ; CAPONE II, D.W. ; ZHANG, K. ; BRODSKY, M.B. ; SCALAPINO, D.J.: Phys. Rev. Lett. 58 (1987), Nr. 10, S. 1024–7
- [126] SCHMITZ, W. (Hrsg.): 19. IFF-Ferienkurs: Supraleitung und verwandte Quantenphänomene. Forschungszentrum Jülich GmbH, 1988
- [127] KAMBE, S. ; YASUOKA, H. ; HAYASHI, A. ; UEDA, Y.: Phys. Rev. B 47 (1993), Nr. 5, S. 2825–34
- [128] KATAEV, V. ; RAMEEV, B. ; BÜCHNER, B. ; HÜCKER, M. ; BOROWSKI, R.: Phys. Rev. B 55 (1997), Nr. 6, S. R3394–7
- [129] KATAEV, V. Persönliche Mitteilung

- [130] KEHR, K.W. ; HONIG, G. ; RICHTER, D.: Z. Phys. B 32 (1978), S. 49
- [131] KEIMER, B. ; BELK, N. ; BIRGENEAU, R.J. ; CASSANHO, A. ; CHEN, C.Y. ; GREVEN, M. ; KASTNER, M.A. ; AHARONY, A. ; ENDOH, Y. ; ERWIN, R.W. ; SHIRANE, G.: Phys. Rev. B 46 (1992), Nr. 21, S. 14034–53
- [132] KEIMER, R. ; BIRGENEAU, R.J. ; CASSANHO, A. ; ENDOH, Y. ; GREVEN, M. ; KASTNER, M.A. ; SHIRANE, G.: Z. Phys. B 91 (1993), S. 373–82
- [133] KITAZAWA, H. ; KATSUMATA, K. ; TORIKAI, E. ; NAGAMINE, K.: Solid State Comm. 67 (1988), Nr. 12, S. 1191–5
- [134] KLAUSS, H.-H.: *μ SR-Untersuchungen der Seltenen-Erd-Monopnictide CeSb und DySb*, TU Braunschweig, Dissertation, 1995
- [135] KOBAYASHI, A. ; KOIKE, Y. ; KATANO, S. ; FUNAHASHI, S. ; KAJITANI, T. ; KAWAGUCHI, T. ; KATO, M. ; NOJI, T. ; SAITO, Y.: Physica B 194-6 (1994), S. 1945–6
- [136] KOIKE, Y. ; KOBAYASHI, A. ; KAWAGUCHI, T. ; KATO, M. ; NOJI, T. ; ONO, Y. ; HIKITA, T. ; SAITO, Y.: Solid State Comm. 82 (1992), Nr. 11, S. 889–93
- [137] KOIKE, Y. ; TAKEUCHI, S. ; HAMA, Y. ; SATO, H. ; ADACHI, T. ; KATO, M.: Physica C 282-7 (1997), S. 1233–4
- [138] KOJIMA, K.M. ; FUDAMOTO, Y. ; LARKIN, M. ; LUKE, G.M. ; MERRIN, J. ; NACHUMI, B. ; UEMURA, Y.J. ; HASE, M. ; SASAGO, Y. ; UCHINOKURA, K. ; AJIRO, Y. ; REVCOLEVSCHI, A. ; RENARD, J.-P.: Phys. Rev. Lett. 79 (1997), Nr. 3, S. 503–6
- [139] KROTOV, Y.A. ; LEE, D.-H. ; BALATSKY, A.V.: Phys. Rev. B 56 (1996), Nr. 13, S. 8367–73
- [140] KUBO, R. ; TOYABE, T.: **In:** BLINC, R. (Hrsg.): *Magnetic Resonance and Relaxation*. North Holland, 1967
- [141] KUBO, R.: Hyp. Int. 8 (1981), S. 731
- [142] KUMAGAI, K. ; WATANABE, I. ; KAWANO, K. ; NATOBA, H. ; NISHIYAMA, K. ; NAGAMINE, K. ; WADA, N. ; OKAJI, M. ; NARA, K.: Physica C 185-9 (1991), S. 913–4
- [143] KUMAGAI, K.-I. ; KAWANO, K. ; FUJIWARA, K. ; WATANABE, I. ; NISHIYAMA, K. ; NAGAMINE, K.: Hyp. Int. 79 (1993), S. 929–35
- [144] LAI, E. ; GOODING, R.J.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 3, S. 1498–1504
- [145] LANG, A. ; MALDONADO, O. ; FREIMUTH, A. ; BÜCHNER, B.: Physica C 235-40 (1994), S. 1319–20

- [146] LAPPAS, A. ; OSBORNE, J. ; PRASSIDES, K. ; AMATO, A. ; FEYERHERM, R. ; GYGAX, F.N. ; SCHENCK, A.: *Physica B* 194-6 (1994), S. 353–4
- [147] LAPPAS, A. ; OSBORNE, J. ; PRASSIDES, K. ; AMATO, A. ; FEYERHERM, R. ; GYGAX, F.N. ; SCHENCK, A.: *Physica C* 235-40 (1994), S. 1725–6
- [148] LAPPAS, A. ; CRISTOFOLINI, L. ; PRASSIDES, K. ; VAVEKIS, K. ; AMATO, A. ; GYGAX, F.N. ; PINKPANK, M. ; SCHENCK, A.: *Hyp. Int.* 105 (1997), S. 101–6
- [149] LE, L.P. ; KEREN, A. ; LUKE, G.M. ; STERNLIEB, B.J. ; WU, W.D. ; UEMURA, Y.J. ; BREWER, J.H. ; RISEMAN, T.M. ; UPASANI, R.V. ; CHIANG, L.Y. ; KANG, W. ; CHAIKIN, P.M. ; CSIBA, T. ; GRÜNER, G.: *Phys. Rev. B* 48 (1993), Nr. 10, S. 7284–96
- [150] LE, L.P. ; HEFFNER, R.H. ; MACLAUGHLIN, D.E. ; KOJIMA, K. ; LUKE, G.M. ; NACHUMI, B. ; UEMURA, Y.J. ; SARRAO, J.L. ; FISK, Z.: *Phys. Rev. B* 54 (1996), Nr. 13, S. 9538–41
- [151] LE, L.P. ; HEFFNER, R.H. ; MACLAUGHLIN, D.E. ; KOJIMA, K. ; LUKE, G.M. ; NACHUMI, B. ; UEMURA, Y.J. ; SARRAO, J.L. ; FISK, Z.: *Hyp. Int.* 104 (1997), S. 91–6
- [152] LEE, S.L. ; ZIMMERMANN, P. ; KELLER, H. ; WARDEN, M. ; SAVIĆ, I.M. ; SCHAUWECKER, R. ; ZECH, D. ; CUBITT, R. ; FORGAN, E.M. ; KES, P.H. ; LI, T.W. ; MENOVSKY, A.A. ; TARNAWSKI, Z.: *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), Nr. 23, S. 3862–5
- [153] LEE, S.-H. ; CHEONG, S.-W.: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), Nr. 13, S. 2514–7
- [154] LEHMANN, U. ; MÜLLER-BUSCHBAUM, H.: *Z. Anorg. Allg. Chemie* 470 (1980), S. 75
- [155] LICHTI, R.L. ; BOEKEMA, C. ; LAM, J.C. ; COOKE, D.W. ; COX, S.F.J. ; TING, S.T. ; CROW, J.E.: *Physica C* 180 (1991), S. 358–64
- [156] LITTLEWOOD, P.B. ; ZAAANEN, J. ; AEPPLI, G. ; MONIEN, H.: *Phys. Rev. B* 48 (1993), Nr. 1, S. 487–98
- [157] LOESER, A.G. ; SHEN, Z.-X. ; DESSAU, D.S. ; MARSHALL, D.S. ; PARK, C.H. ; FOURNIER, P. ; KAPITULNIK, A.: *Science* 273 (1996), S. 325–9
- [158] LONGOH, J.M. ; RACCAH, P.M.: *Solid State Chem.* 6 (1973), S. 523
- [159] LORAM, J.W. ; MIRZA, K.A. ; WADE, J.M. ; COOPER, J.R. ; LIANG, W.Y.: *Physica C* 235-40 (1994), S. 134–7
- [160] LU, J.P. ; SI, Q. ; KIM, J.H. ; LEVIN, K.: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990), Nr. 19, S. 2466–9

- [161] LUKE, G.M. ; STERNLIEB, B.J. ; UEMURA, Y.J. ; BREWER, J.H. ; KADONO, R. ; KIEFL, R.F. ; KREITZMAN, S.R. ; RISEMAN, T.M. ; GOPALAKRISHNAN, J. ; SLEIGHT, A.W. ; SUBRAMANIAN, M.A. ; UCHIDA, S. ; TAKAGI, H. ; TOKURA, Y.: Nature 338 (1989), S. 49–51
- [162] LUKE, G.M. ; LE, L.P. ; STERNLIEB, B.J. ; WU, W.D. ; UEMURA, Y.J. ; BREWER, J.H. ; RISEMAN, T.M. ; ISHIBASHI, S. ; UCHIDA, S.: Physica C 185-9 (1991), S. 1175–76
- [163] LUKE, G.M. ; KOJIMA, K. ; LARKIN, M. ; MERRIN, J. ; NACHUMI, B. ; UEMURA, Y.J. ; NAKAMURA, Y. ; UCHIDA, S. ; CRAWFORD, M.K. ; MCCARRON, E.M.: Hyp. Int. 105 (1997), S. 113–7
- [164] MACLAUGHLIN, D.E. ; VITHAYATHIL, J.P. ; BROM, H.B. ; ROOY, J.C.J.M. de ; HAMMEL, P.C. ; CANFIELD, P.C. ; REYES, A.P. ; FISK, Z. ; THOMPSON, J.D. ; CHEONG, S.-W.: Phys. Rev. Lett. 72 (1994), Nr. 5, S. 760–3
- [165] MAEDA, H. ; TANAKA, Y. ; FUKUTOMI, M. ; ASANO, T.: Japan. J. Appl. Phys. 27 (1988), Nr. 2, S. L209–10
- [166] MAHAN, G.D.: Phys. Rev. Lett. 71 (1993), Nr. 25, S. 4277–8
- [167] MAJOR, J. ; MUNDY, J. ; SCHMOLZ, M. ; SEEGER, A. ; DÖRING, K.-P. ; FÜRDERER, K. ; GLADISCH, M. ; HERLACH, D. ; MAJER, G.: Hyp. Int. 31 (1986), S. 259–64
- [168] MALETTA, H. ; WEBER, M. ; BIRRER, P. ; GYGAX, F.N. ; HITTI, B. ; LIPPELT, E. ; SCHENCK, A.: Hyp. Int. 61 (1990), S. 1121–4
- [169] MALETTA, H. ; BIRRER, P. ; GYGAX, F.N. ; HITTI, B. ; LIPPELT, E. ; SCHENCK, A. ; WEBER, M.: Hyp. Int. 63 (1990), S. 235–40
- [170] MANCINI, F. ; VILLANI, D. ; MATSUMOTO, H.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 10, S. 6145–51
- [171] MANOUSAKIS, E.: Rev. Mod. Phys. 63 (1991), Nr. 1, S. 1–62
- [172] MAPLE, M.B.: J. Magn. Magn. Mater. 177-81 (1998), S. 18–30
- [173] MARKERT, J.T. ; DALICHAOUCH, Y. ; MAPLE, B.M.: **In:** GINSBERG, D.M. (Hrsg.): *Physical Properties of High Temperature Superconductors* Bd. 1. World Scientific, Singapur, 1989, S. 265–337
- [174] MARKIEWICZ, R.S.: Phys. Rev. B 56 (1997), Nr. 14, S. 9091–105
- [175] MASON, T.E. ; AEPPLI, G. ; MOOK, H.A.: Phys. Rev. Lett. 68 (1992), Nr. 9, S. 1414–7

- [176] MATSUDA, M. ; BIRGENEAU, R.J. ; CHOU, H. ; ENDOH, Y. ; KASTNER, M.A. ; KOJIMA, H. ; KURODA, K. ; SHIRANE, G. ; TANAKA, I. ; YAMADA, K.: J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993), Nr. 2, S. 443–6
- [177] MATSUDA, M. ; BIRGENEAU, R.J. ; ENDOH, Y. ; HIDAKA, Y. ; KASTNER, M.A. ; NAKAJIMA, K. ; SHIRANE, G. ; THURSTON, T.R. ; YAMADA, K.: J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993), Nr. 5, S. 1702–9
- [178] MATSUDA, M. ; YAMADA, K. ; ENDOH, Y. ; THURSTON, T.R. ; SHIRANE, G. ; BIRGENEAU, R.J. ; KASTNER, M.A. ; TANAKA, I. ; KOJIMA, H.: Phys. Rev. B 49 (1994), Nr. 10, S. 6958–66
- [179] MATSUMURA, M. ; MALI, M. ; ROOS, J. ; BRINKMANN, D.: Phys. Rev. B 56 (1997), Nr. 14, S. 8938–44
- [180] MCMULLEN, T. ; JENA, P. ; KHANNA, S.N.: Int. J. Mod. Phys. B5 (1991), S. 1579
- [181] MICKLITZ, H. ; ABD-ELMEGUID, M.M. ; BÜCHNER, B.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 13, S. 8036–7
- [182] MIZOKAWA, T. ; FUJIMORI, A.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 6, S. 1320–3
- [183] MOODENBAUGH, A.R. ; XU, Y. ; SUENAGA, M. ; FOLKERTS, T.J. ; SHELTON, R.N.: Phys. Rev. B 38 (1988), Nr. 7, S. 4596–4600
- [184] MOODENBAUGH, A.R. ; LEWIS, L.H. ; SOMAN, S.: Physica C 290 (1997), S. 98–104
- [185] MÜLLER, K.A. ; TAKASHIGE, M. ; BEDNORZ, J.G.: Phys. Rev. Lett. 58 (1987), Nr. 11, S. 1143–6
- [186] NACHUMI, B. ; KEREN, A. ; KOJIMA, K. ; LARKIN, M. ; LUKE, G.M. ; MERRIN, J. ; TCHERNYSHÖV, O. ; UEMURA, Y.J. ; ICHIKAWA, N. ; UCHIDA, S.: Phys. Rev. Lett. 77 (1996), Nr. 27, S. 5421–4
- [187] NACHUMI, B. ; KEREN, A. ; KOJIMA, K. ; LARKIN, M. ; LUKE, G.M. ; MERRIN, J. ; TCHERNYSHÖV, O. ; WU, W.D. ; UEMURA, Y.J. ; FUKUZUMI, Y. ; MIZUHASHI, K. ; TAKENAKA, K. ; UCHIDA, S.: Hyp. Int. 105 (1997), S. 125–30
- [188] NACHUMI, B. ; KEREN, A. ; KOJIMA, K.H. ; LARKIN, M. ; LUKE, G.M. ; MERRIN, J. ; TCHERNYSHOV, O. ; UEMURA, Y.J. ; ICHIKAWA, N. ; GOTO, M. ; UCHIDA, S.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 1, S. 206
- [189] NACHUMI, B. ; FUDAMOTO, Y. ; KEREN, A. ; KOJIMA, K.M. ; LARKIN, M. ; LUKE, G.M. ; MERRIN, J. ; TCHERNYSHYOV, O. ; UEMURA, Y.J. ; ICHIKAWA, N. ; GOTO, M. ; TAKAGI, H. ; UCHIDA, S. ; CRAWFORD, M.K. ; MCCARRON, E.M. ; MACLAUGHLIN, D.E. ; HEFFNER, R.H.: Muon spin relaxation study of the stripe phase order in $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and related 214 cuprates. – unveröffentlicht

- [190] NACHUMI, B. Persönliche Mitteilung
- [191] NIEDERMAYER, C. ; GLÜCKLER, H. ; GOLNIK, A. ; BINNINGER, U. ; RAUER, M. ; RECKNAGEL, E. ; BUDNICK, J.I. ; WEIDINGER, A.: Phys. Rev. B 47 (1993), Nr. 6, S. 3427–30
- [192] NIEDERMAYER, C. ; BERNHARD, C. ; BLASIUS, T. ; DECKER, A. ; GOLNIK, A.: Hyp. Int. 105 (1997), S. 131–7
- [193] NIEDERMAYER, C. ; BERNHARD, C. ; BLASIUS, T. ; GOLNIK, A. ; MOODENBAUGH, A. ; BUDNICK, J.I.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 17, S. 3843–6
- [194] NISHIHARA, H. ; YASUOKA, H. ; SHIMIZU, T. ; TSUDA, T. ; IMAI, T. ; SASAKI, S. ; KANBE, S. ; KISHIO, K. ; KITAZAWA, K. ; FUEKI, K.: J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987), Nr. 12, S. 4559–70
- [195] ONG, N.P.: Science 273 (1996), S. 321–2
- [196] ONNES, H.K.: Comm. Leiden Suppl. Nr. 34 (1913)
- [197] ORAL, A. ; BARNARD, J.C. ; BENDING, S.J. ; KAYA, I.I. ; OOI, S. ; TAMEGAI, T. ; HENINI, M.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 16, S. 3610–3
- [198] OSTENSON, J.E. ; BUDKO, S. ; BREITWISCH, M. ; FINNEMORE, D.K. ; ICHIKAWA, N. ; UCHIDA, S.: Phys. Rev. B 56 (1997), Nr. 5, S. 2820–3
- [199] PARKIN, S.S.P. ; LEE, V.Y. ; ENGLER, E.M. ; NAZZAL, A.I. ; HUANG, T.C. ; GORMAN, G. ; SAVOY, R. ; BEYERS, R.: Phys. Rev. Lett. 60 (1988), Nr. 24, S. 2539–42
- [200] PARKIN, S.S.P. ; LEE, V.Y. ; NAZZAL, A.I. ; SAVOY, R. ; HUANG, T.C. ; GORMAN, G. ; BEYERS, R.: Phys. Rev. B 38 (1988), Nr. 10, S. 6531–7
- [201] PARTICLE DATA GROUP: Phys. Rev. D 54 (1996), Nr. 1, S. 1–720
- [202] PETIT, S. ; MOUDDEN, A.H. ; HENNION, B. ; VIETKIN, A. ; REVCOLEVSCHI, A.: Physica B 234-36 (1997), S. 800–2
- [203] PFLITSCH, C.: *Messung der Magnetischen Suszeptibilität von dotierten Lanthan-kuprat-Hochtemperatursupraleitern*, Universität zu Köln, Diplomarbeit, 1998
- [204] POKROVSKY, V.L. ; TALAPOV, A.L.: **In:** KHALATNIKOV, I.M. (Hrsg.): *Theory of Incommensurate Crystals* Bd. 1. Hardwood Academics, Chur, 1984
- [205] POMJAKUSHIN, V.Y. ; ZAKHAROV, A.A. ; AMATO, A. ; DUGINOV, V.N. ; GYGAX, F.N. ; HERLACH, D. ; PONOMAREV, A.N. ; SCHENCK, A.: Physica C 272 (1996), S. 250–6

- [206] RADAELLI, P.G. ; HINKS, D.G. ; MITCHELL, A.W. ; HUNTER, B.A. ; WAGNER, J.L. ; DABROWSKI, B. ; VANDERVOORT, K.G. ; VISWANATHAN, H.K. ; JORGENSEN, J.D.: Phys. Rev. B 49 (1994), Nr. 6, S. 4163–75
- [207] RETTORI, C. ; RAO, D. ; OSEROFF, S.B. ; AMORETTI, G. ; FISK, Z. ; CHEONG, S.-W. ; VIER, D. ; SCHULTZ, S. ; TOVAR, M. ; ZYSLER, R.D. ; SCHIRBER, J.E.: Phys. Rev. B 47 (1993), Nr. 13, S. 8156–66
- [208] RIETSCHEL, H.: Phys. Bl. 46 (1990), Nr. 11, S. 419–25
- [209] ROESSLI, B. ; ALLENSPACH, P. ; FISCHER, P. ; MESOT, J. ; STAUB, U. ; MALETTA, H. ; BRÜESCH, P. ; RITTER, C. ; HEWAT, A.W.: Physica B 180-1 (1992), S. 396–8
- [210] ROSSAT-MIGNOD, J. ; REGNAULT, L.P. ; VETTIER, C. ; BURLET, P. ; HENRY, J.Y. ; LAPERTOT, G.: Physica B 169 (1991), S. 58–65
- [211] ROSSAT-MIGNOD, J. ; REGNAULT, L.P. ; VETTIER, C. ; BOURGES, P. ; BURLET, P. ; BOSSY, J. ; HENRY, J.Y. ; LAPERTOT, G.: Physica C 185-9 (1991), S. 86–92
- [212] ROWELL, J.M.: Solid State Comm. 102 (1997), Nr. 2-3, S. 269–82
- [213] RYKOV, A.I. ; YASUOKA, H. ; UEAD, Y.: Physica C 247 (1995), S. 327–39
- [214] SACHIDANANDAM, R. ; AHARONY, A.: Phys. Rev. B 56 (1997), Nr. 5, S. 2322–3
- [215] SAITO, R. ; KAMIMURA, H. ; NAGAMINE, K.: Physica C 185-9 (1991), S. 1217–8
- [216] SALEM, N.M. ; GOODING, R.J.: Europhys. Lett. 35 (1996), Nr. 8, S. 603–8
- [217] SALKOLA, M.I. ; EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A.: J. Superconductivity 9 (1996), Nr. 4, S. 401–6
- [218] SALKOLA, M.I. ; EMERY, V.J. ; KIVELSON, S.A.: Phys. Rev. Lett. 77 (1996), Nr. 1, S. 155–8
- [219] SASAGAWA, T. ; KISHIO, K. ; TOGAWA, Y. ; SHIMOYAMA, J. ; KITAZAWA, K.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 19, S. 4297–4300
- [220] SCHÄFER, W. ; BREUER, M. ; BAUER, G. ; FREIMUTH, A. ; KNAUF, N. ; RODEN, B. ; SCHLABITZ, W. ; BÜCHNER, B.: Phys. Rev. B 49 (1994), Nr. 13, S. 9248–51
- [221] SCHENCK, A.: *Muon Spin Rotation Spectroscopy, Principles and Applications in Solid State Physics*. Adam Hilger Ltd, 1985
- [222] SCHENCK, A.: **In:** GUPTA, L.C. (Hrsg.) ; MURANI, M.S. (Hrsg.): *Frontiers in Solid State Science* Bd. 2. World Scientific, 1993
- [223] SCHILLING, A. ; CANTONI, M. ; GUO, J.D. ; OTT, H.R.: Nature 363 (1993), S. 56–8

- [224] SCHILLING, A. ; FISHER, R.A. ; PHILLIPS, N.E. ; WELP, U. ; DASGUPTA, D. ; KWOK, W.K. ; CRABTREE, G.W.: *Nature* 382 (1996), S. 791–3
- [225] SEIBOLD, G. ; CASTELLANI, C. ; DI CASTRO, C. ; GRILLI, M.: *cond-mat/9803184* (1998)
- [226] SERA, M. ; MAKI, M. ; HIROI, M. ; KOBAYASHI, N. ; SUZUKI, T. ; FUKASE, T.: *Phys. Rev. B* 52 (1995), Nr. 2, S. R735–8
- [227] SHAMOTO, S. ; KIIYOKURA, T. ; SATO, M.: *Physica C* 203 (1992), S. 7–15
- [228] SHEN, Z.X. ; DESSAU, D.S. ; WELLS, B.O. ; KING, D.M. ; SPICER, W.E. ; ARKO, A.J. ; MARSHALL, D. ; LOMBARDO, L.W. ; KAPITULNIK, A. ; DICKINSON, P. ; DONIACH, S. ; DICARLO, J. ; LOESER, A.G. ; PARK, C.H.: *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993), Nr. 10, S. 1553–6
- [229] SHEN, S.-Q. ; WANG, Z.D.: *cond-mat/9803296* (1998)
- [230] SHIMIZU, H. ; FUJIWARA, K. ; HATADA, K.: *Physica C* 288 (1997), S. 190–8
- [231] SHIRANE, G. ; BIRGENEAU, R.J. ; ENDOH, Y. ; GEHRING, P. ; KASTNER, M.A. ; KITAZAWA, K. ; KOJIMA, H. ; TANAKA, I. ; THURSTON, T.R. ; YAMADA, K.: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), Nr. 3, S. 330–3
- [232] SLICHTER, C.P.: *Principles of Magnetic Resonance*. 3. Auflage. Springer, 1990
- [233] SOUZA AZEVEDO, I. ; BAGGIO SAITOVITCH, E. ; HÜCKER, M. ; BÜCHNER, B. ; MICKLITZ, H.: *Magnetic order in $\text{La}_{1.65}\text{Eu}_{0.20}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ studied by ^{57}Fe Mössbauer spectroscopy*. – unveröffentlicht
- [234] STERNLIEB, B.J. ; LUKE, G.M. ; UEMURA, Y.J. ; RISEMAN, T.M. ; BREWER, J.H. ; GEHRING, P.M. ; YAMADA, K. ; HIDAKA, Y. ; MURAKAMI, T. ; THURSTON, T.R. ; BIRGENEAU, R.J.: *Phys. Rev. B* 41 (1990), Nr. 13, S. 8866–71
- [235] STERNLIEB, B.J. ; HILL, J.P. ; WILDGRUBER, U.C. ; LUKE, G.M. ; NACHUMI, B. ; MORITOMO, Y. ; TOKURA, Y.: *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), Nr. 12, S. 2169–72
- [236] SUH, B.J. ; HAMMEL, P.C. ; HÜCKER, M. ; BÜCHNER, B.: *Local magnetic and structural properties of LTO \rightarrow LTT transition: ^{139}La NQR in light-hole doped $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$* . – unveröffentlicht
- [237] SUH, B.J. ; YOSHINARI, Y. ; THOMPSON, J.D. ; HAMMEL, P.C. ; SARRAO, J.L. ; FISK, Z.: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), Nr. 13, S. 2791–4
- [238] SUH, B.J. ; HAMMEL, P.C. ; HÜCKER, M. ; BÜCHNER, B.: *^{139}La NQR on $\text{La}_{1.675}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$* . – unveröffentlicht
- [239] SULAIMAN, S.B. ; SAHOO, N. ; SRINIVAS, S. ; HAGELBERG, F. ; DAS, T.P. ; TORIKAI, E. ; NAGAMINE, K.: *Hyp. Int.* 79 (1993), S. 901–7

- [240] SULAIMAN, S.B. ; SAHOO, N. ; SRINIVAS, S. ; HAGELBERG, F. ; DAS, T.P. ; TORIKAI, E. ; NAGAMINE, K.: *Hyp. Int.* 84 (1994), S. 87–103
- [241] SULAIMAN, S.B. ; SRINIVAS, S. ; SAHOO, N. ; HAGELBERG, F. ; DAS, T.P. ; TORIKAI, E. ; NAGAMINE, K.: *Phys. Rev. B* 49 (1994), Nr. 14, S. 9879–84
- [242] SUZUKI, T. ; SERA, M. ; HANAGURI, T. ; FUKASE, T.: *Phys. Rev. B* 49 (1994), Nr. 17, S. 12392–5
- [243] SUZUKI, T. ; SERA, M. ; FUKASE, T.: *Physica C* 235-40 (1994), S. 1315–6
- [244] SUZUKI, T. ; GOTO, T. ; CHIBA, K. ; SHINODA, T. ; FUKASE, T. ; KIMURA, H. ; YAMADA, K. ; OHASHI, M. ; YAMAGUCHI, Y.: *Phys. Rev. B* 57 (1998), Nr. 6, S. R3229–32
- [245] TAKAGI, H. ; IDO, T. ; ISHIBASHI, S. ; UOTA, M. ; UCHIDA, S. ; TOKURA, Y.: *Phys. Rev. B* 40 (1989), Nr. 4, S. 2254–61
- [246] TAKAGI, H. ; CAVA, R.J. ; MAREZIO, M. ; BATLOGG, B. ; KRAJEWSKI, J.J. ; PECK, W.F. ; BORDET, P. ; COX, D.E.: *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), Nr. 25, S. 3777–80
- [247] TAKAGI, H. ; BATLOGG, B. ; KAO, H.L. ; KWO, J. ; CAVA, R.J. ; KRAJEWSKI, J.J. ; PECK, W.F.: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), Nr. 20, S. 2975–8
- [248] TAKIGAWA, M. ; MITZI, D.B.: *J. Low Temp. Phys.* 95 (1994), Nr. 1-2, S. 89–93
- [249] THIO, T. ; THURSTON, T.R. ; PREYER, N.W. ; PICONE, P.J. ; KASTNER, M.A. ; JENSSEN, H.P. ; GABBE, D.R. ; CHEN, C.Y. ; BIRGENEAU, R.J. ; AHARONY, A.: *Phys. Rev. B* 38 (1988), Nr. 1, S. 905–8
- [250] THURSTON, T.R. ; BIRGENEAU, R.J. ; KASTNER, M.A. ; PREYER, N.W. ; SHIRANE, G. ; FUJII, Y. ; YAMADA, K. ; ENDOH, Y. ; KAKURAI, K. ; MATSUDA, M. ; HIDAKA, Y. ; MURAKAMI, T.: *Phys. Rev. B* 40 (1989), Nr. 7, S. 4585–95
- [251] THURSTON, T.R. ; GEHRING, P.M. ; SHIRANE, G. ; BIRGENEAU, R.J. ; KASTNER, M.A. ; ENDOH, Y. ; MATSUDA, M. ; YAMADA, K. ; KOJIMA, H. ; TANAKA, I.: *Phys. Rev. B* 46 (1992), Nr. 14, S. 9128–31
- [252] TING, S.T. ; PERAMBUCO-WISE, P. ; CROW, J.E. ; MANOUSAKIS, E. ; WEAVER, J.: *Phys. Rev. B* 46 (1992), Nr. 18, S. 11772–8
- [253] TOKURA, Y. ; TAKAGI, H. ; WATABE, H. ; MATSUBARA, H. ; UCHIDA, S. ; HIRAGA, K. ; OKU, T. ; MOCHIKU, T. ; ASANO, H.: *Phys. Rev. B* 40 (1989), Nr. 4, S. 2568–71
- [254] TORIKAI, E. ; NAGAMINE, K. ; KITAZAWA, H. ; TANAKA, I. ; KOJIMA, H.: *Hyp. Int.* 79 (1993), S. 909–14

- [255] TORIKAI, E. ; ISHIHARA, H. ; NAGAMINE, K. ; KITAZAWA, H. ; TANAKA, I. ; KOJIMA, H. ; SULAIMAN, S.B. ; SRIVINAS, S. ; DAS, T.P.: Hyp. Int. 79 (1993), S. 915–20
- [256] TORIKAI, E. ; NAGAMINE, K. ; KITAZAWA, H. ; TANAKA, I. ; KOJIMA, H. ; SULAIMAN, S.B. ; SRINIVAS, S. ; DAS, T.P.: Hyp. Int. 79 (1993), S. 921–27
- [257] TRANQUADA, J.M. ; GEHRING, P.M. ; SHIRANE, G. ; SHAMOTO, S. ; SATO, M.: Phys. Rev. B 46 (1992), Nr. 9, S. 5561–75
- [258] TRANQUADA, J.M. ; BUTTREY, D.J. ; SACHAN, V. ; LORENZO, J.E.: Phys. Rev. Lett. 73 (1994), Nr. 7, S. 1003–6
- [259] TRANQUADA, J.M. ; STERNLIEB, B.J. ; AXE, J.D. ; NAKAMURA, Y. ; UCHIDA, S.: Nature 375 (1995), S. 561–3
- [260] TRANQUADA, J.M. ; AXE, J.D. ; ICHIKAWA, N. ; NAKAMURA, Y. ; UCHIDA, S. ; NACHUMI, B.: Phys. Rev. B 54 (1996), Nr. 10, S. 7489–99
- [261] TRANQUADA, J.M. ; BUTTREY, D.J. ; SACHAN, V.: Phys. Rev. B 54 (1996), Nr. 17, S. 12318–23
- [262] TRANQUADA, J.M. ; AXE, J.D. ; ICHIKAWA, N. ; MOODENBAUGH, A.R. ; NAKAMURA, Y. ; UCHIDA, S.: Phys. Rev. Lett. 78 (1997), Nr. 2, S. 338–41
- [263] TRANQUADA, J.M. ; WOCHNER, P. ; MOODENBAUGH, A.R. ; BUTTREY, D.J.: Phys. Rev. B 55 (1997), Nr. 10, S. R6113–6
- [264] TRANQUADA, J.M. ; WOCHNER, P. ; BUTTREY, D.J.: Phys. Rev. Lett. 79 (1997), Nr. 11, S. 2133–6
- [265] TRANQUADA, J.M.: Physica C 282-7 (1997), S. 166–9
- [266] TRANQUADA, J.M.: Physica B 241-3 (1998), S. 745–50
- [267] TRANQUADA, J.M.: cond-mat/9802043 (1998)
- [268] TRANQUADA, J.M. Persönliche Mitteilung
- [269] TWORZYDLO, J. ; OSMAN, O.Y. ; DUIN, C.N.A. van ; ZAAANEN, J.: cond-mat/9804012 (1998)
- [270] UEMURA, Y.J.: Solid State Comm. 36 (1980), S. 369
- [271] UEMURA, Y.J. ; KOSSLER, W.J. ; YU, X.H. ; KEMPTON, J.R. ; SCHONE, H.E. ; OPIE, D. ; STRONACH, C.E. ; JOHNSTON, D.C. ; ALVAREZ, M.S. ; GOSHORN, D.P.: Phys. Rev. Lett. 59 (1987), Nr. 9, S. 1045–8
- [272] UMEZAWA, K.: Physica C 185-89 (1991), S. 1159–60

- [273] VILLAIN, J.: J. Phys. C 10 (1977), S. 4793–4803
- [274] WAGENER, W. ; KLAUSS, H.-H. ; HILLBERG, M. ; MELO, M.A.C. de ; BIRKE, M. ; LITTERST, F.J. ; SCHREIER, E. ; BÜCHNER, B. ; MICKLITZ, H.: Hyp. Int. 105 (1997), S. 107–12
- [275] WAGENER, W. ; KLAUSS, H.-H. ; HILLBERG, M. ; MELO, M.A.C. de ; BIRKE, M. ; LITTERST, F.J. ; BÜCHNER, B. ; MICKLITZ, H.: Phys. Rev. B 55 (1997), Nr. 22, S. R14761–4
- [276] WAGENER, W. ; KLAUSS, H.-H. ; HILLBERG, M. ; MELO, M.A.C. de ; KOPMANN, W. ; BIRKE, M. ; LITTERST, F.J. ; BÜCHNER, B. ; MICKLITZ, H.: J. Magn. Magn. Mater. 177-81 (1998), S. 545–6
- [277] WALSTEDT, R.E. ; BELL, R.F. ; MITZI, D.B.: Phys. Rev. B 44 (1991), Nr. 14, S. 7760–3
- [278] WATANABE, I. ; KUMAGAI, K.-I. ; NAKAMURA, Y. ; NAKAJIMA, H.: J. Phys. Soc. Jpn. 59 (1990), Nr. 6, S. 1932–5
- [279] WATANABE, I. ; KUMAGAI, K.-I. ; NAKAJIMA, H.: Physica C 185-9 (1991), S. 1215–6
- [280] WEIDINGER, A. ; NIEDERMAYER, Ch. ; GOLNIK, A. ; SIMON, R. ; RECKNAGEL, E. ; BUDNICK, J.I. ; CHAMBERLAND, B. ; BAINES, C.: Phys. Rev. Lett. 62 (1989), Nr. 1, S. 102–5
- [281] WELLS, B.O. ; LEE, Y.S. ; KASTNER, M.A. ; CHRISTIANSON, R.J. ; BIRGENEAU, R.J. ; YAMADA, K. ; ENDOH, Y. ; SHIRANE, G.: Science 277 (1997), S. 1067–71
- [282] WHITE, S.R. ; SCALAPINO, D.J.: Phys. Rev. B 55 (1997), Nr. 22, S. R14701–4
- [283] WHITE, S.R. ; SCALAPINO, D.J.: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), Nr. 6, S. 1272–5
- [284] WHITE, S.R. ; SCALAPINO, D.J.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 5, S. 3031–7
- [285] WOCHNER, P. ; XIONG, X. ; MOSS, S.C.: J. Superconductivity 10 (1997), Nr. 4, S. 367–72
- [286] WOCHNER, P. ; TRANQUADA, J.M. ; BUTTREY, D.J. ; SACHAN, V.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 2, S. 1066–78
- [287] WRIGHT, D.A. ; FISHER, R.A. ; PHILLIPS, N.E. ; CRAWFORD, M.K. ; MCCARRON, E.M.: Physica B 194-6 (1994), S. 469–70
- [288] WU, M.K. ; ASHBURN, J.R. ; TORNG, C.J. ; HOR, P.H. ; MENG, R.L. ; GAO, L. ; HUANG, Z.J. ; WANG, Y.Q. ; CHU, C.W.: Phys. Rev. Lett. 58 (1987), Nr. 9, S. 908–10

- [289] XIAO, G. ; CIEPLAK, M.Z. ; XIAO, J.Q. ; CHIEN, C.L.: Phys. Rev. B 42 (1990), Nr. 13, S. 8752–5
- [290] YAMADA, K. ; KAKURAI, K. ; ENDOH, Y. ; THURSTON, T.R. ; KASTNER, M.A. ; BIRGENEAU, R.J. ; SHIRANE, G. ; HIDAKA, Y. ; MURAKAMI, T.: Phys. Rev. B 40 (1989), Nr. 7, S. 4557–65
- [291] YAMADA, J.-I. ; SERA, M. ; SATO, M. ; TAKAYAMA, T. ; TAKATA, M. ; SAKATA, M.: J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994), Nr. 6, S. 2314–23
- [292] YAMADA, K. ; WAKIMOTO, S. ; SHIRANE, G. ; LEE, C.H. ; KASTNER, M.A. ; HOSOYA, S. ; GREVEN, M. ; ENDOH, Y. ; BIRGENEAU, R.J.: Phys. Rev. Lett. 75 (1995), Nr. 8, S. 1626–9
- [293] YAMADA, K. ; LEE, C.H. ; WADA, J. ; KURAHASHI, K. ; KIMURA, H. ; ENDOH, Y. ; HOSOYA, S. ; SHIRANE, G. ; BIRGENEAU, R.J. ; KASTNER, M.A.: J. Superconductivity 10 (1997), Nr. 4, S. 343–7
- [294] YAMADA, K. ; LEE, C.H. ; ENDOH, Y. ; SHIRANE, G. ; BIRGENEAU, R.J. ; KASTNER, M.A.: Physica C 282-7 (1997), S. 85–8
- [295] YAMADA, K. ; LEE, C.H. ; KURAHASHI, K. ; WADA, J. ; WAKIMOTO, S. ; UEKI, S. ; KIMURA, H. ; ENDOH, Y. ; HOSOYA, S. ; SHIRANE, G. ; BIRGENEAU, R.J. ; GREVEN, M. ; KASTNER, M.A. ; KIM, Y.J.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 10, S. 6165–72
- [296] YASUOKA, H. ; IMAI, T. ; SHIMIZU, T.: **In:** FUKUYAMA, H. (Hrsg.) ; MAEKAWA, S. (Hrsg.) ; MALOZEMOFF, A.P. (Hrsg.): *Strong Correlations and Superconductivity*. Springer-Verlag, Berlin, 1989, S. 254–89
- [297] ZAAENEN, J. ; GUNNARSSON, O.: Phys. Rev. B 40 (1989), Nr. 10, S. R7391–4
- [298] ZAAENEN, J. ; OSMAN, O.Y. ; ESKES, H. ; SAARLOOS, W. van: J. Low. Temp. Phys. 105 (1996), S. 569–79
- [299] ZAAENEN, J. ; SAARLOOS, W. van: Physica C 282-7 (1997), S. 178–81
- [300] ZAAENEN, J.: cond-mat/9711009 (1997)
- [301] ZACHAR, O. ; KIVELSON, S.A. ; EMERY, V.J.: Phys. Rev. B 57 (1998), Nr. 3, S. 1422–6
- [302] ZELDOV, E. ; MAJER, D. ; KONCZYKOWSKI, M. ; GESHKENBEIN, V.B. ; VLNO-KUR, V.M. ; SHTRIKMAN, H.: Nature 375 (1995), S. 373–6
- [303] ZHANG, S.-C.: Science 275 (1997), S. 1089–96
- [304] ZHANG, S.-C.: Physica C 282-7 (1997), S. 265–8

[305] ZHANG, S.-C.: cond-mat/9709289 (1997)

[306] ZHOU, J.-S. ; GOODENOUGH, B.: Phys. Rev. B 56 (1996), Nr. 10, S. 6288–94